

In search of lost spacetime: philosophical issues arising in quantum gravity

Christian Wüthrich

To appear in Soazig Le Bihan (ed.), *La Philosophie de la Physique: D'aujourd'hui à demain*, Paris : Vuibert.

Abstract

This essay presents an accessible introduction to the basic motivations to seek a quantum theory of gravity. It focuses on one approach—loop quantum gravity—as an example of the rich philosophical issues that arise when we try to combine spacetime and quantum physics.

Theoretical physics today is confronted with a challenge reminiscent of the one Newton's predecessors faced in the 17th century: two incompatible theories quite successfully describe two different domains of phenomena. The laws of quantum mechanics govern the small-scale phenomena of elementary particle physics, and the laws of general relativity (GR) encode the large-scale structure of the universe. The present challenge of quantum gravity is that of completing the revolution that took place in physics in the last century; the task is no less than to fuse the two incommensurable frameworks of quantum physics and GR. Many protagonists in this endeavour hope that meeting this challenge will amount to a substantive, and perhaps final, step toward the theoretical unification in fundamental physics. This Herculean task has attracted more physicists today than ever before, plugging the ground, prospecting to find the gold mine leading to the holy grail. Their efforts have yielded a rich variety of approaches, techniques, and theories and include, most prominently, string theory and loop quantum gravity (LQG). Despite these exciting new developments in physics, philosophers have been remarkably slow at engaging the conceptually and philosophically rich material that has been unearthed in the process.

This paper issues a call to arms and seeks to entice the reader with some of the most captivating philosophical puzzles arising in quantum gravity. The analysis will be prefaced, in Section 1, by general considerations concerning the need for finding a quantum theory of gravity and the methods used in the pursuit of this goal. After mapping the field in Section 2, I will introduce LQG as an important competitor and particularly rich source of philosophical trouble in Section 3. The so-called problem of time, i.e. the puzzle that no genuine physical quantity can change, is discussed in Section 4. Finally, Section 5 analyzes how the familiar continuous spacetime structure might re-emerge from the fundamental, non-spatiotemporal structure.

1 Why quantum gravity?

Before we embark upon an investigation of the foundations of quantum gravity, we ought to convince ourselves that a theory of quantum gravity is indeed necessary. A *quantum theory of gravity* is any consistent theory which combines gravity with a quantum description of matter. It is important to note that this does not entail that a quantum theory of gravity must regard gravity itself as quantized. It is at least conceivable that such a theory marries a classical understanding of gravity

with a quantum understanding of matter. As important methodological constraints on a quantum theory of gravity, we demand that it has the “appropriate limits,” i.e. at scales where the quantum nature of matter becomes irrelevant, the theory ought to merge into GR, and in regimes in which gravity is weak, it ought to turn into a quantum theory.¹

But why does physics need a quantum theory of gravity at all? The usual answer to this question is a combination of the following three (groups of) arguments. First, it is often claimed that such a theory is necessitated by a demand for *unification*. Based on its successful history in physics, unification has exerted a great methodological attraction to many. James Clerk Maxwell unified electric and magnetic forces into a dynamical theory of electromagnetism in the 1870s. In the 1960s, Abdus Salam, Sheldon Glashow, and Steven Weinberg formulated the electroweak theory, unifying electrodynamics and the weak nuclear force associated with radioactivity. Next, quantum chromodynamics, describing the strong nuclear force binding the nuclei of atoms and their constituents, and the electroweak theory have been unified into the standard model of particle physics, which successfully accounts for three of the four fundamental forces in physics. It is thus a natural ambition to attempt a unification of the quantum theories of the standard model with GR, our currently best theory of the remaining force—gravity. While its venerable history legitimizes unification as a methodological desideratum—and, to some extent, as a research programme—, it does not justify it as a metaphysical dogma. The past success of unification does not entail that nature must be sufficiently unified as to allow a single fundamental theory to underwrite all of physics. Thus, it remains perfectly conceivable that nature is disunified in the sense that gravity is not subsumable under the quantum umbrella of particle physics.

The second answer trades on the singularity theorems proven in the 1960s and 1970s by Stephen Hawking, Roger Penrose, and Robert Geroch, which firmly establish that singularities are generic in classical GR. Many authors have argued that GR loses its validity “there” and that it thus contains the seeds of its own destruction. Therefore, the argument goes, a replacement is needed and a quantum theory of gravity is expected to fill that gap. More particularly, quantizing gravity, i.e. describing gravity as having a quantum nature itself is believed by some to dissolve singularities such as the big bang. But why should this argument, at least by itself, have much force? In GR, singularities are not part of the spacetime fabric, i.e. they are not “at” a particular “location,” and hence there is no need to have a valid theory “there” as far as GR is concerned. GR is a perfectly consistent theory within the realm of its applicability and it does not, therefore, contain the seeds of its own destruction. At least, these seeds cannot bear any dialectical fruit without a whole lot of additional argumentative fertilizer.

Third, and by far most compellingly, there are phenomena for which we have good reason to believe that both gravity as well as quantum effects matter and that thus both are ineliminable ingredients to a theory which successfully describes these phenomena. Most importantly, these phenomena include the dynamics of black holes and the very early universe. It is important to appreciate that while both phenomena involve—in their classical description—a singularity, the necessity for a quantum theory of gravity does not arise because of this. Rather, the small scales and the high densities of matter and the simultaneous presence of a strong gravitational field jointly necessitate such a theory. Ultimately, it is thus the existence of rather extreme phenomena, and not some methodological or aesthetic criteria, that drive the need for a quantum theory of gravity.

Note that while quantizing gravity—if successful—lends itself rather straightforwardly to a quantum theory of gravity, it is not necessary to obtain a quantum theory of gravity. The existence of regimes in which both quantum effects of matter and strong gravitational fields play an important role does not imply that gravity must be quantum itself. Instead, we only need a theory that governs

¹More precisely, it ought to turn into a quantum field theory on the Minkowski spacetime of special relativity.

the “interaction” between the quantum matter and the possibly classical gravity. In other words, so-called “semi-classical” theories of gravity have not been ruled out by anything said up to this point, even though they violate principles of GR.

Having driven the wedge between the issues of whether we need a quantum theory of gravity and whether gravity needs to be quantized, I hasten to add that there are a number of arguments that pertain to show that in any quantum theory of gravity, gravity must be quantized and that thus, semi-classical approaches are not feasible. Typically, these arguments attempt to derive a contradiction with a well-entrenched physical principle such as the correspondence principle or the conservation of energy from the assumption of classical gravity interacting with quantum matter. However, I am not aware of any such argument which fully succeeds without invoking additional assumptions that an advocate of a semi-classical approach need not accept.²

Having secured the need for a quantum theory of gravity, let me then press on to briefly map the main competing approaches to quantum gravity.

2 Mapping the field: approaches to quantum gravity

Introducing a helpful taxonomic scheme, Chris Isham (1994) proposed to divide the many approaches to formulating a full, i.e. not semi-classical, quantum theory of gravity into four broad types of approaches: first, those quantizing GR; second, those “general-relativizing” quantum physics; third, construct a conventional quantum theory including gravity and regard GR as its low-energy limit; and fourth, consider both GR and conventional quantum theories of matter as low-energy limits of a radically novel fundamental theory. Let us briefly consider each group in turn.

The first family of strategies starts out from classical GR and seek to apply, in a mathematically rigorous and physically principled way, a “quantization” procedure, i.e. a recipe for cooking up a quantum theory from a classical theory such as GR. Of course, quantization proceeds, meta-physically speaking, backwards in that it starts out from the dubious classical theory—which is found to be deficient and hence in need of replacement—and tries to erect the sound building of a quantum theory of gravity on its ruin. But it should be understood, just like Wittgenstein’s ladder, as a methodologically promising means to an end. Quantization procedures have successfully been applied elsewhere in physics and produced, among others, important theories such as quantum electrodynamics. Advocates of approaches in this family hope to repeat these successes in gravitational physics.

The first family consists of two genera, the now mostly defunct covariant ansatz³ and the vigorous canonical quantization approach. A canonical quantization requires that the theory to be quantized is expressed in a particular formalism, the so-called constrained Hamiltonian formalism. How casting GR as a constrained Hamiltonian system lies at the heart of its most perplexing conceptual issues will be discussed below. Loop quantum gravity (LQG) is the most prominent representative of this camp, but there are other approaches.

Secondly, there is to date no promising avenue to gaining a *full* quantum theory of gravity by “general-relativizing” quantum (field) theories, i.e. by employing techniques that permit the full incorporation of the lessons of GR into a quantum theory. The only existing representative of this approach consists of attempts to formulate a quantum field theory on a curved rather than the usual flat background spacetime. The general idea of this approach is to incorporate, in some local sense, GR’s principle of general covariance. It is important to note that, however, that the

²Cf. Callender and Huggett (2001), Huggett and Callender (2001), Mattingly (2006), and Wüthrich (2005).

³Defunct because covariant quantizations of GR are not perturbatively renormalizable, a flaw usually considered fatal. This is *not* to say, however, that covariant techniques don’t play a role in contemporary quantum gravity.

background spacetime, curved though it may be, is in no way dynamic. In other words, it cannot be interpreted, as it can in GR, to interact with the matter fields.

The third group also takes quantum physics as its vantage point, but instead of directly incorporating the lessons of GR, attempts to extend quantum physics with means as conventional as possible in order to include gravity. GR, it is hoped, will then drop out of the resulting theory in its low-energy limit. By far the most promising member of this family is string theory, which, however, goes well beyond conventional quantum field theory, both methodologically and in terms of ambition. Despite its extending the assumed boundaries of the family, string theory still takes conventional quantum field theory as its vantage point, both historically and systematically, and does not attempt to build a novel theory of quantum gravity dissociated from “old” physics. Again, there are other approaches in this family, such as topological quantum field theory, but none of them musters substantial support among physicists.

The fourth and final group of the Ishamian taxonomy is most aptly characterized by its iconoclastic attitude. For the heterodox approaches of this type, no known physics serves as starting point; rather, radically novel perspectives are considered in an attempt to formulate a quantum theory of gravity *ab initio*. As far as I aware, these approaches only suggest programmatic *schemes*, rather than full-fledged theories. They derive their attraction mostly from the daunting appearance of deep incompatibility of the guiding principles of the quantum physics of the very small and the GR of the very large. This incompatibility, it is argued, cannot be resolved unless a radically fresh start is undertaken.

All these approaches have their attractions and hence their following. But all of them also have their deficiencies. To list them comprehensively would go well beyond the present endeavour. Apart from the two major challenges for LQG, which I will discuss subsequently, I shall be content to emphasize that a major problem common to all of them is their complete lack of a real connection to observations or experiments. There are some proposals how some or all approaches may make contact with the empirical, but so far these proposals do not go beyond often rather speculative suggestions of how such contact may be established. Either the theory is too flexible so as to be able to accommodate almost any empirical data, such as string theory’s predictions of supersymmetric particles which have been constantly revised in light of particle detectors’ failures to find them at the predicted energies or as string theory’s *embarras de richesses*, the now notorious “landscape problem” of choosing among 10^{500} different models. Or the connection between the mostly understood data and the theories is highly tenuous and controversial, such as the issue of how—and whether—data narrowly confining possible violations of Lorentz symmetry relate to theories of quantum gravity predicting or assuming a discrete spacetime structure that is believed to violate, or at least modify, the Lorentz symmetry so well confirmed at larger scales. Or the predictions made by the theories are only testable in experimental regimes so far removed from present technological capacities, such as the predictions of LQG that spacetime is discrete at the Planck level at a quintillion (10^{18}) times the energy scales probed by the Large Hadron Collider at CERN. Or simply no one remotely has a clue as to how the theory might connect to the empirical, such as is the case for the inchoate approaches of the fourth group like causal set theory.

3 Introducing loop quantum gravity

LQG is, apart from string theory, the most important approach to quantum gravity, both in terms of promise and of numbers of followers. It is a canonical approach which takes classical GR—our best classical theory of gravity—as its starting point and applies a well-tested procedure of cooking up a quantum theory from a classical theory in the hope that this will result in a viable quantum

theory of gravity. It is an essentially conservative approach in that it aspires to remain as faithful as possible to known and successful physics.

For the quantization procedure of choice—the so-called *canonical quantization*—to get some traction, it is necessary to reformulate GR as a Hamiltonian system. A Hamiltonian system is a physical system that obeys Hamilton’s equations, which are the differential equation relating the (generalized) positions and the (generalized) momenta (the so-called *canonical variables*) of all physical degrees of freedom to the system’s energy and thereby giving the temporal evolution of all the system’s degrees of freedom.⁴ It turns out that a vast and important class of dynamical physical systems obey Hamilton’s equation and can thus be cast as Hamiltonian systems.

GR in its usual formulation is not a Hamiltonian system. At the heart of standard GR, we find the so-called *Einstein field equations* which relate the geometry of spacetime, encoded in the metric field, to the distribution of matter and energy in it. They are often interpreted to describe a dynamical interaction between gravity as captured by the metric field and the energy-matter distribution.⁵ John Wheeler’s famous dictum that in GR, mass grips spacetime, telling it how to curve, and spacetime grips mass, telling it how to move,⁶ epitomizes this interpretation of the Einstein field equations as governing the dynamical co-evolution of the spacetime metric and the matter fields. We will have to return to this interpretation of GR in the next section when we discuss the problem of time.

A solution of the Einstein field equations is a triple $\langle \mathcal{M}, g, T \rangle$ of a four-dimensional differentiable manifold \mathcal{M} , a metric field g , and a so-called *stress-energy tensor* T , which expresses mathematically the distribution of matter and energy on the manifold, such that g and T relate to one another in accordance to the Einstein field equations at every point of \mathcal{M} . On the face of it, therefore, the Einstein equations are not *dynamical* equations; rather, they simply give local conditions on pairs of values of the metric field g and the energy and matter content of the universe as captured by T . But formulating GR as a Hamiltonian system requires that it be understood dynamically. In a dynamical theory, one would expect to be able to articulate a well-posed initial value formulation, i.e. a formulation of the theory that would enable us to obtain the full dynamical evolution of the physical system for all times given a fully specified set of initial conditions at some time and the dynamical equations. A Hamiltonian formulation of GR affords a natural connection to the initial value problem. This problem, however, is not well-posed in the standard formulation of GR since the thus necessitated split of four-dimensional spacetime into “space” that evolves over “time” appears to violate the very central lesson of relativity according to which such a split cannot be physically well-motivated. This forced split of spacetime fosters incipient concerns that a dynamical understanding of GR caters to a misinterpretation of it. But even though Hamiltonian GR requires “foliating” spacetime into three-dimensional “spaces” ordered by a one-dimensional “time” parameter, the relativistic lesson of four-dimensionality is mathematically accommodated in the Hamiltonian framework in its constraint equations, on which more below.

There are various ways in which GR might be “dynamized” in order to obtain a Hamiltonian version of the theory. Generally, the idea is to find canonical coordinates that somehow capture a spatial geometry changing over time. To that end, Hamiltonian formulations of GR slice the spacetime into a foliation of three-dimensional spatial hypersurfaces (which are spacelike submanifolds of \mathcal{M}). Traditionally, the standard way of doing this is named *ADM formalism* after its founders

⁴More precisely, they are a system of first-order differential equations expressing the dynamical constraints on the $2n$ -dimensional phase space of the system, where n is the number of degrees of freedom.

⁵Mathematically, they are a system of ten independent non-linear second-order partial differential equations which reduce to six independent equations when the freedom of choice of spacetime coordinates is taken into account. Four of the ten equations are constraints related to the four-dimensional diffeomorphism invariance, more on which below.

⁶Wheeler’s quip appears in many of his writings, cf. e.g. Wheeler (1990, xi).

Richard Arnowitt, Stanley Deser, and Charles Misner. The ADM formalism takes the three-metrics induced by g on the spatial hypersurfaces as the “position” variables and (a linear combination of components of) the exterior curvature of these hypersurfaces encoding their embedding into the four-dimensional spacetime as “momentum” variables, which are canonically conjugate to the three-metrics. Hamilton’s equations can then be written down.

It turns out, however, that they are not, by themselves, equivalent to Einstein’s field equations. For the equivalence to hold, additional equations constraining the relation between the canonical variables must be appended to Hamilton’s equations. These constraint equations testify to the fact that initial data cannot be chosen arbitrarily, but must satisfy certain conditions.⁷ It can be shown that these constraint equations are a mathematical expression of the presence of so-called “gauge freedom,” i.e. a representational redundancy in the mathematical description of the physical situation.⁸ In particular, they arise as a consequence of the fact that the group of four-dimensional diffeomorphisms is the dynamical symmetry group of GR as the principle of general covariance demands.⁹ General covariance is the requirement that the physics remains unchanged if the fields—including the metric field—are all smoothly pushed around the manifold in the same way. The idea behind the demand for general covariance is thus that although the mathematical expression for the unpushed and the pushed situation will differ, the physical situation is identical in both cases.

In fact, two (families of) constraint equations arise. The first, encoding the freedom to choose the foliation, is the so-called *Hamiltonian constraint*. It turns out that the Hamiltonian of the usual Hamilton’s equations is itself a constraint.¹⁰ Thus, one can see that the absence of an external fiducial time leads to the “dynamical” equation being itself a constraint, connected to a freedom of choosing a gauge that has no observable consequences. The second—there are three—, related the freedom to choose spatial coordinates in three-space, are called *vector constraints*. This gives a total of four constraint equations.

Once a Hamiltonian formulation of classical GR has been found, i.e. once we have identified canonical variables and written down all constraint equations they must satisfy, one can crank the classical theory through the procedure of canonical quantization, as outlined by Paul Dirac (1964). The main idea is to take the canonical variables and turn them into quantum operators acting on a space of quantum states. Their relational structure, as encoded by the Poisson bracket at the classical level, morphs into the canonical commutation relations between the basic operators and the constraint equations become wave equations of constraint operators functionally identical to the classical constraint functions acting on the quantum states. Only those quantum states which satisfy these quantum constraint equations then qualify as physically admissible states.

Attempts to use the ADM formalism to gain a quantum theory of gravity via canonical quantization have been frustrated by insurmountable technical complications, such as the fact that the constraint equations are non-polynomial. For a moment, then, it looked as if attempts to use canonical quantization to obtain a quantum theory of gravity from GR were fatally doomed. But in the 1980s, new variables were found by Abhay Ashtekar based on work by Amitabha Sen. These *Ashtekar variables* simplified the constraint equations significantly,¹¹ even though the direct geometric significance of the ADM variables was lost. I will spare you with the mathematical details—these

⁷For details on the ADM formalism and how the constraint equations arise there, cf. Wald (1984, Chapter 10 and Appendix E.2).

⁸Cf. Wüthrich (2006, Section 4.1).

⁹A diffeomorphism is a bijective and smooth map between differentiable manifolds whose inverse is also smooth.

¹⁰I am glossing over some details here: strictly speaking, it is a linear combination of constraints of both families. But this doesn’t change the fact that it is gauge-generating constraint.

¹¹Even though the simplification depends on a number of contentious and yet unresolved technical issues.

can be found in any decent review of LQG.¹² Let me just mention that the basic idea is that the spacetime geometry is captured by a “triad field” encoding the local inertial frames defined on the spatial hypersurfaces, rather than the three-metrics. Both approaches equally capture the spacetime geometry and are intertranslatable, even though there is an additional family of constraints in LQG related to internal symmetries. In essence, the move from ADM to Ashtekar variables amounts to a reinterpretation of the Einstein field equations as statements about a “connection”—a mathematical means of describing what happens to tangent vectors to a manifold that are transported from one point of the manifold to another along a curve—rather than about a metric. The thus reinterpreted general theory of relativity is then subjected to the canonical quantization procedure as outlined above.

As it turns out, not all constraint equations can easily be solved. In fact, only two of the three families of constraint equations have so far been solved. Let me define the *physical Hilbert space* as the space of all quantum states of the theory that solve all the constraints and thus ought to be considered as the *physical* states. This implies that the physical Hilbert space of LQG is not yet known. The larger space of states which satisfy the first two families of constraints is often termed the *kinematical Hilbert space*. The one constraint that has so far resisted resolution is the Hamiltonian constraint equation with the seemingly simple form $\hat{H}|\psi\rangle = 0$, the so-called *Wheeler-DeWitt equation*, where \hat{H} is the Hamiltonian operator usually interpreted to generate the dynamical evolution and $|\psi\rangle$ is a quantum state in the kinematical Hilbert space. Of course, the Hamiltonian operator \hat{H} is a complicated function(al) of the basic operators corresponding to the basic canonical variables. In fact, the very functional form of \hat{H} is debated as several inequivalent candidates are on the table. Insofar as the physical Hilbert space has thus not yet been constructed, LQG remains incomplete.

Since the physical Hilbert space is a subspace of the kinematical Hilbert space, all physical states are also elements in the kinematical Hilbert space. Fortunately, much more is known about this space. Its elements are the *spin network states*, the quantum states of the gravitational field, at least as it is spatially distributed. Spin network states can be represented by labelled graphs embedded in some background space, cf. Figure 1. Physical space is supposed to be, fundamentally, a spin network state or a quantum superposition of such states.¹³

The structure of physical space, therefore, is essentially captured by labelled graphs as in Figure 1. As is indicated there, “spin”-representations sit on the vertices of the graph (represented by the nodes) as well as on the edges (represented by the lines connecting the nodes). The spin-representations on the vertices, denoted by i_k , correspond to quantum numbers indicating the “size” of the “space atoms,” while those on the edges, labelled by j_l , correspond to the “size” of the surface connecting adjacent “chunks” of space. Spin network states are discrete structures. It can thus be seen that, according to LQG, physical space is granular at the tiny Planck scale. Thus, the smooth space of the classical theory is supplanted by a discrete quantum structure. Hence, space as it figures in our conceptions of the world is an emergent phenomenon, not a fundamental reality. Or so LQG claims.

The two most pressing problems of LQG are our lack of understanding of the dynamics or,

¹²Rovelli (2004) is the standard textbook.

¹³More precisely, since spin network states are not invariant under diffeomorphisms, *equivalence classes* of spin network states under three-dimensional diffeomorphisms must be taken to encode the fundamental structure of physical space. That spin network states are not diffeomorphism-invariant can be seen from the fact that, strictly speaking, pushing (part of) them around the embedding space without changing their knot structure as indicated by the arrows in Figure 1 yields a distinct spin network state each time. But since the invariant knot structure captures the physical situation and not its particular embedding in another space, we must look, again strictly speaking, at what mathematicians call *abstract graphs*, i.e. equivalence classes of graphs with the same knot structure but embedded differently. This subtle but important point will be ignored in what follows.

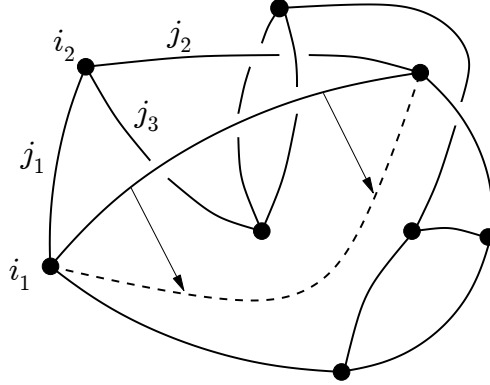


Figure 1: Spin network states can be represented by labelled graphs.

equivalently, our inability to solve the Hamiltonian constraint equation as well as our failure to give an account of how the classical smooth spacetime emerges or, equivalently, of how classical gravitational theories such as GR have been as successful as they were. Both of these problems have technical as well as philosophical aspects, and both appear in one guise or another in many of the main approaches to quantum gravity. For instance, the technical problem of solving the Hamiltonian constraint equation in LQG is closely tied to the problem of time, which has many philosophical dimensions. Moreover, to the extent to which string theory contains GR, it must also deal with the problem of time at least at the very general level at which a resolution of the conceptual tension between the pre-relativistic notion of a time external to, and independent of, the physical system at stake employed in quantum theories and in string theory on the one hand and the relativistic reconceptualization of time as a physical actor fused with space and interacting with matter fields and other forms of energy on the other. Naturally, however, the precise form the problem takes will differ, sometimes quite radically, from approach to approach. These two major issues shall be treated separately in the two remaining sections, with an eye on the conceptual and philosophical angles.

4 The problem of time

The Presocratic philosopher Parmenides of Elea famously maintained that, fundamentally, the world is an immutable, unchanging, uncreated, indestructible whole. Changes, he argued, are merely apparent and what exists in reality is temporally “frozen.” Particularly in recent centuries, few philosophers followed Parmenides in his radical metaphysics. Surprisingly, his brave hypothesis garners support from (Hamiltonian) GR and the quantum theories of gravity based on it.

Already in (standard) GR, isolating physical time is far from trivial and in general, time—whatever its nature—only induces a preorder of temporal precedence on the set of events on the manifold. A *preorder* is a two-place relation Rxy on a set X , which is reflexive and transitive, but in general neither weakly antisymmetric nor comparable. Weak antisymmetry is the condition that for any two events a and b , if event a temporally precedes b (which is read as to include the possibility of their being simultaneous), and b temporally precedes a , then they are simultaneous. Unless time is circular or have some funny topology, weak antisymmetry will hold and is thus generally considered a necessary condition for a legitimately *temporal* ordering. But time in GR is not weakly antisymmetric since there may be pairs of events which exemplify the temporal precedence relation in both orders without the events being simultaneous. It is also not comparable because pairs of

spacelike related events will not stand in a temporally ordered relation at all, which they would have to in order for comparability to hold. Weak antisymmetry can be salvaged for those spacetimes with topology $\Sigma \times \mathbb{R}$, where Σ is any three-dimensional space, \mathbb{R} are the real numbers, and \times designates the Cartesian product. Spacetimes of this topology can thus be split into “space” and “time,” even though in general there will be infinitely many equally valid ways of performing such a split. Only if one foliation, i.e. one particular way of splitting, can be privileged in some physically principled way can comparability, and thus totality, of the ordering relation be regained.

Since Hamiltonian GR demands that we foliate spacetime into a spatial system which then evolves over time, it can only deal with spacetimes of topology $\Sigma \times \mathbb{R}$. It may thus appear as if the difficulty with time may be *alleviated* in Hamiltonian GR (and consequently in approaches to quantum gravity deriving from it) as compared to standard GR. But this impression is deceptive; in fact, things stand much worse. There is a sense in which time completely evaporates, and all physical magnitudes are bound to remain constant over time.

Concerning the complete disappearance of time in canonical quantum gravity, it was noted by Wheeler and Bryce DeWitt in the 1960s that the basic dynamical equation, their eponymous equation stated above, does not contain a time parameter. Unlike the Schrödinger equation

$$\hat{H}|\psi\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|\psi\rangle,$$

which gives the dynamics in non-relativistic quantum mechanics, its right-hand side vanishes and there is no time parameter t . As far as canonical quantum theories of gravity are concerned, therefore, time simply falls out of the picture. The disappearance of time in the dynamical equations of the canonical approach can be regarded as testimony to the conceptual tension that anyone faces when attempting to marry the stripped-down version of time in general-relativistic spacetimes with the external time, flowing equably and completely independently of the physical systems whose evolution it enables, that we find in quantum mechanics. Perhaps this is a consequence of the fact that time was part of the physical system, viz. spacetime, which we quantized. In relativistic physics, there is certainly no external fiducial time with respect to which the dynamics could “play out.” But to read off the Wheeler-DeWitt equation that there is no time at all, however, is a bit too quick. It may still be there, of course, but in a way such that the dynamics may not be wearing it on its sleeves, as would only be appropriate in relativistic physics.

Some physicists like Carlo Rovelli and Julian Barbour, however, have embraced the radical conclusion and have consequently attempted to formulate quantum mechanics in a way that does not require an external time clocking down the dynamics, but rather substitutes time by relating events directly to one another.¹⁴ That there is no time at the quantum level may be acceptable without giving in to the demand that quantum mechanics be relational, as long as GR is found to be capable of describing *change* and if we come to understand how classical spacetime emerges from the underlying quantum structure or, equivalently, how classical GR is valid in some low-energy limit as an approximation to LQG. GR can easily deliver on the first part of the condition: while time in general does not even yield an objective, universally valid partial ordering of events, a relational account of change as the variation of properties of physical system along their worldlines can be given in GR. The second part, however, has no easy resolution, as will be seen in Section 5.

But while change can be accounted for in the standard version of GR, there is another aspect of the problem of time which indicates that the appearance one gets in canonical quantum gravity that there is no time is not deceptive after all insofar as there is no change at the most fundamental

¹⁴For the canonical reference on “relational quantum mechanics,” see Rovelli (1996); for a popular account, see Callender (2010).

level of physical reality.¹⁵ In its Hamiltonian formulation, GR can thus not even accommodate change of physical systems in their properties. We see that the problem of time, or at least that of *change*, already arises at the classical level, even though only in one formulation of GR. Parmenides, it seems, is vindicated after all: there is no change, everything really is just frozen in—if I may say so—time.

Formally, this results from the fact that the reparametrization of (space-)time is a gauge symmetry of the theory. Specifically, the dynamical symmetry group of the Einstein equations is $\text{Diff}(\mathcal{M})$, the group of four-dimensional diffeomorphisms on \mathcal{M} , which gets encoded in the Hamiltonian formulation as constraints that generate these spatiotemporal diffeomorphisms. In other words, change is nothing but a redundancy of the mathematical representation. At heart, the problem results from the demand that all physical magnitudes cannot depend on the mathematical representation—more specifically, the particular coordinate system—employed to describe what is physically really going on. This demand is eminently reasonable, since changes in the representation will have no observable consequences. The physics is there and is the same, regardless of which coordinate system we humans use to describe it.

Despite this very counterintuitive conclusion, the argument in the preceding paragraph needs to be taken seriously, as John Earman (2002) urges.¹⁶ Its conclusion has not been reached frivolously and a strong case can be made for each of the steps in the argument. It should thus not be dismissed easily. A straightforward way to brush away the unpalatable conclusion would of course be to reject the Hamiltonian formulation of GR as physically irrelevant, as Tim Maudlin (2002) seems to do. In fact, the consequences into which it forces us may be considered a *reductio ad absurdum* of the entire approach. But that would be too quick: canonical quantization has been enormously successful in other domains such as in electrodynamics and offers at least a principled and mathematically relatively well-controlled path to the holy grail of quantum gravity.

There are a number of proposals as to how to deal with the problem of time, as is testified by the overwhelming response of physicists and philosophers alike to the essay competition on the nature of time issued by the Foundational Questions Institute (FQXi).¹⁷ I will not review these proposals here, but suffice it to say that as variegated the responses to the problem of time may be, as strong is the consensus that substantive progress in fundamental physics is unlikely without a sustained reflection on the nature of time and its role in quantum gravity. Whichever position one assumes in the debate, one other thing is also quite clear: that an understanding of how classical spacetime emerges from the fundamental non-spatio-temporal quantum structure will shed light on the problem of time.

5 The disappearance and re-emergence of spacetime

In string theory as well as in LQG, and in other approaches to quantum gravity, indications are coalescing that not only time, but also space is no longer a fundamental entity, but merely an “emergent” phenomenon that arises from the basic physics. In the language of physics, spacetime theories such as GR are “effective” theories and spacetime itself is “emergent,” much like thermodynamics is an effective theory and temperature is an emergent property at the effective level, as it is built up from the collective behaviour of gas molecules. However, unlike the notion that temperature is emergent, the idea that the universe is not in space and time arguably shocks our very idea of physical existence as profoundly as any scientific revolution ever did. It is not even

¹⁵Cf. Wüthrich (2006, §4.3).

¹⁶But there are dissenters: cf. Maudlin (2002).

¹⁷Cf. e.g. Barbour (2008), Kiefer (2008), and Rovelli (2008).

clear whether we can coherently formulate a physical theory in the absence of space and time.¹⁸

Space disappears in LQG insofar as the physical structures it describes bear little, if any, resemblance to the spatial geometries found in GR. As we have seen in Section 3, these structures are discrete and not continuous as classical spacetimes are. They represent the fundamental constitution of our universe that correspond, somehow, to chunks of physical space and thus give rise—in a way yet to be elucidated—to the spatial geometries we find in classical GR. It should be emphasized that the fact that spacetime is replaced by a *discrete* structure at the quantum level is a well-established and quite generic consequence of a few basic postulates shared by a rather vast class of quantum theories of gravity, including LQG.¹⁹ The conceptual problem of coming to grasp how to do physics in the absence of an underlying spatio-temporal stage on which the physics can play out is closely tied to the technical difficulty of mathematically relating LQG back to GR. Physicists have yet to fully understand how classical spacetimes emerge from the fundamental non-spatio-temporal structure of LQG, and philosophers are only just starting to study its conceptual foundations and the implications of quantum gravity in general and of the disappearance of spacetime in particular.²⁰ Even though the mathematical heavy-lifting will fall to the physicists, there is a role for philosophers here in exploring and mapping the landscape of conceptual possibilities, bringing to bear the immense philosophical literature in emergence and reduction which offers a variegated conceptual toolbox. Let me say a few preliminary words, in closing, toward mapping a scheme for a resolution of these problems.

To understand how classical spacetime re-emerges from the fundamental quantum structure involves what the physicists call “taking the classical limit.” In a sense, relating the spin network states of LQG back to the spacetimes of GR is a reversal of the quantization procedure employed to formulate the quantum theory in the first place. Thus, while the quantization can be thought of as the “context of discovery,” finding the classical limit that relates the quantum theory of gravity to GR should be considered the “context of (partial) justification.” It should be emphasized that understanding how (classical) spacetime re-emerges by retrieving GR as a low-energy limit of a more fundamental theory is not only important to “save the appearances” and to accommodate common sense—although it matters in these respects as well—, but must also be considered a methodologically central part of the enterprise of quantum gravity. If it cannot be shown that GR is indeed related to LQG in some mathematically well-understood way as the approximately correct theory when energies are sufficiently low or, equivalently, when scales are sufficiently large, then LQG cannot explain why GR has been empirically as successful as it has been.²¹ But a successful theory can only be legitimately supplanted if the successor theory not only makes novel predictions or offers deeper explanations, but is also able to replicate the empirical success of the theory it seeks to replace.

Ultimately, of course, the full analysis will depend on the full articulation of the theory. But focusing on the kinematical level, and thus avoiding having to fully deal with the problem of time as must Jeremy Butterfield and Chris Isham (1999, 2001), let me apply their concepts to the problem of the emergence of full spacetime, rather than just time as they do. They identify three types of reductive relations between theories: *definitional extension*, *supervenience*, and *emergence*, of which only the last has any chance of working in the case at hand. For Butterfield and Isham, a theory T_1 *emerges* from another theory T_2 just in case there exists either a limiting or an approximating procedure to relate the two theories (or a combination of the two). A *limiting procedure* is taking

¹⁸Maudlin (2007) doesn’t seem to think so.

¹⁹Cf. Smolin (2009, 549).

²⁰As far as I am aware, the philosophical literature on emergence in canonical quantum gravity is exhausted by the two articles by Butterfield and Isham cited in the bibliography and Wüthrich (2006).

²¹And successful it has been; cf. Will (2006).

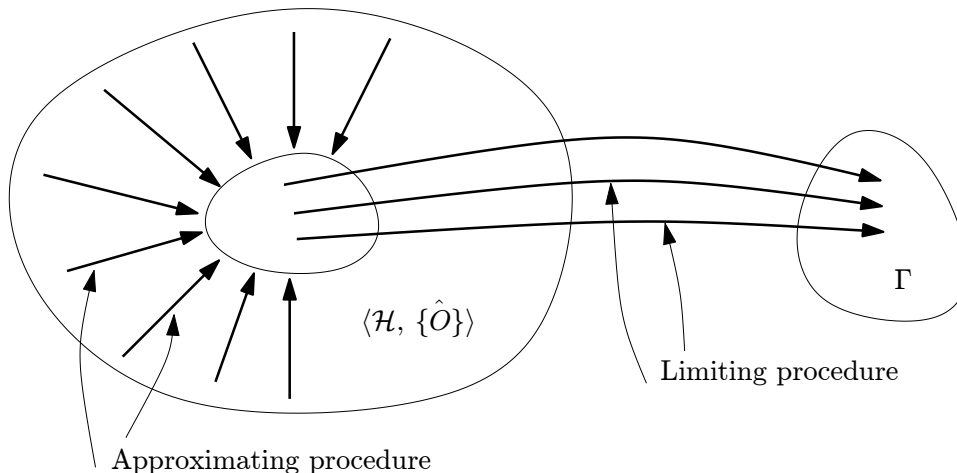


Figure 2: Applying the scheme proposed by Butterfield and Isham (1999).

the mathematical limit of some physically relevant parameters, in general in a particular order, of the underlying theory in order to arrive at the emergent theory. A limiting procedure won't work, at least not by itself, due to technical problems concerning the maximal loop density as well as to what essentially amounts to the measurement problem familiar from non-relativistic quantum physics.

An *approximating procedure* designates the process of either neglecting some physical magnitudes, and justifying such neglect, or selecting a proper subset of states in the state space of the approximating theory, and justifying such selection, or both, in order to arrive at a theory whose values of physical quantities remain sufficiently close to those of the theory to be approximated. Note that the “approximandum,” the theory to be approximated, in our case will not be GR, but only its vacuum sector of spacetimes of topology $\Sigma \times \mathbb{R}$. One of the central questions will be how the selection of states will be justified. Such a justification would be had if we could identify a mechanism that “drives the system” to the right kind of states. Any attempt to finding such a mechanism will foist a host of issues known from the traditional problem of relating quantum to classical mechanics upon us. A candidate mechanism, here and there, is some form of “decoherence,” even though that standardly involves an “environment” with which the system at stake can interact. But the system of interest in our case is, of course, the universe, which makes it hard to see how there could be any outside environment with which the system could interact. The challenge then is to conceptualize decoherence is a way to circumvents this problem.

Even though much work remains to be done, both in the technical and the philosophical departments, let me venture the thesis—or should I say “promissory note”—that at least to the extent to which LQG is a consistent theory, (a close cousin of) GR can be seen to emerge from LQG if a delicately chosen ordered combination of approximations and limiting procedures is applied. The claim is illustrated in Figure 2, where it can be seen that the idea would be to first apply an approximating procedure at the level of the quantum theory with Hilbert space \mathcal{H} and a set of operators $\{\hat{O}\}$ defined on \mathcal{H} to drive the physical system to a semi-classical subspace which can then be related to the classical space of states Γ by a limiting procedure. This is only a very rough sketch, to be sure, and much detail needs to be added, but a beginning is offered in Wüthrich (2006, Ch. 9).

Once it is understood how classical space and time disappear in canonical quantum gravity and how they might be seen to re-emerge from the fundamental, non-spatiotemporal structure, the way in which classicality emerges from the quantum theory of gravity does not radically differ from the way it is believed to arise in ordinary quantum mechanics. The project of pursuing such an understanding is of relevance and interest for at least two reasons. First, important foundational questions concerning the interpretation of, and the relation between, theories are addressed, which can lead to conceptual clarification of the foundations of physics. Such conceptual progress may well prove to be the decisive stepping stone to a full quantum theory of gravity. Second, quantum gravity is a fertile ground for any metaphysician as it will inevitably yield implications for specifically philosophical, and particularly metaphysical, issues concerning the nature of space and time.

Acknowledgements

I thank Soazig LeBihan for her kind invitation to contribute to her volume and for her great patience, as well as for her translation. This project has been funded in part by the American Council of Learned Societies through a Collaborative Research Fellowship, the University of California through a UC President's Fellowship in the Humanities, and the University of California, San Diego through an Arts and Humanities Initiative Award.

References

- [1] Barbour, Julian (2008), "The nature of time", available at www.fqxi.org/community/forum/topic/360.
- [2] Butterfield, Jeremy and Chris Isham (1999), "On the emergence of time in quantum gravity", in J. Butterfield (ed.), *The Arguments of Time* (Oxford University Press), 111-168.
- [3] Butterfield, Jeremy and Chris Isham (2001), "Spacetime and the philosophical challenge of quantum gravity", in Callender and Huggett, 33-89.
- [4] Callender, Craig (2010), "Is time an illusion?", *Scientific American* June: 58-65.
- [5] Callender, Craig and Nick Huggett (eds.) (2001), *Philosophy Meets Physics at the Planck Scale* (Cambridge University Press).
- [6] Dirac, Paul A M (1964), *Lectures on Quantum Mechanics* (Belfer Graduate School of Science Monograph Series, New York). Reprinted by Dover Publications, Mineola, NY (2001).
- [7] Earman, John (2002), "Thoroughly modern McTaggart, or what McTaggart would have said if he had read the general theory of relativity", *Philosophers Imprint* 2/3.
- [8] Huggett, Nick and Craig Callender (2001), "Why quantize gravity (or any other field for that matter)?", *Philosophy of Science* 68: S382-S394.
- [9] Isham, Chris (1994), "Prima facie questions in quantum gravity", in J. Ehlers and H. Friedrich (eds.), *Canonical Gravity: From Classical to Quantum* (Springer), 1-21.
- [10] Kiefer, Claus (2008), "Does time exist in quantum gravity?", available at www.fqxi.org/community/forum/topic/265.

- [11] Mattingly, James (2006), “Why Eppley and Hannah’s thought experiment fails”, *Physical Review D* **73**: 064025.
- [12] Maudlin, Tim (2002), “Thoroughly muddled McTaggart or how to abuse gauge freedom to create metaphysical monstrosities”, *Philosophers Imprint*, **2**/4. With a Response by John Earman.
- [13] Maudlin, Tim (2007), “Completeness, supervenience and ontology”, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **40**: 3151-3171.
- [14] Rovelli, Carlo (1996), “Relational quantum mechanics”, *International Journal of Theoretical Physics* **35**: 1637-1678.
- [15] Rovelli, Carlo (2004), *Quantum Gravity* (Cambridge University Press).
- [16] Rovelli, Carlo (2008), “Forget time”, available at www.fqxi.org/community/forum/topic/237.
- [17] Smolin, Lee (2009), “Generic predictions of quantum theories of gravity”, in D. Oriti (ed.), *Approaches to Quantum Gravity* (Cambridge University Press), 548-570.
- [18] Wald, Robert M (1984), *General Relativity* (University of Chicago Press).
- [19] Wheeler, John A (1990), *A Journey Into Gravity and Spacetime* (Scientific American Library).
- [20] Will, Clifford M (2006), “The confrontation between general relativity and experiment”, *Living Rev. Relativity* **9**/3. www.livingreviews.org/lrr-2006-3.
- [21] Wüthrich, Christian (2005), “To quantize or not to quantize: fact and folklore in quantum gravity”, *Philosophy of Science* **72**: 777-788.
- [22] Wüthrich, Christian (2006), *Approaching the Planck Scale from a Generally Relativistic Point of View: A Philosophical Appraisal of Loop Quantum Gravity*, PhD dissertation, University of Pittsburgh.

A la recherche de l'espace-temps perdu : questions philosophiques concernant la gravité quantique

Christian Wüthrich
(Traduit de l'anglais par Soazig Le Bihan)

A paraître in Soazig Le Bihan (dir.), *La Philosophie de la Physique : D'aujourd'hui à demain*, Paris : Vuibert.

Résumé

Cet essai offre une introduction accessible aux raisons motivant la recherche d'une théorie quantique de la gravité. Il se concentre sur une des façons d'approcher la problème de la gravité quantique, la gravitation quantique à boucles, et sur les questions philosophiques que cette approche pose, questions qui sont paradigmatiques de toute tentative d'association de la physique de l'espace-temps avec la physique quantique.

La physique théorique se voit de nos jours confrontée à un défi qui n'est pas sans rappeler celui auquel faisaient face les prédécesseurs de Newton au 17^e siècle : deux théories incompatibles décrivent avec succès deux domaines séparés parmi les phénomènes observables. Les lois de la mécanique quantique gouvernent les phénomènes de petite échelle de la physique des particules, tandis que les lois de la relativité générale (RG) régissent la structure de l'univers à grande échelle. Le défi que la gravité quantique se doit de relever est d'achever la révolution qui a eu lieu en physique au siècle dernier ; la tâche ne consiste en rien moins que de fusionner les deux cadres théoriques incommensurables que sont la physique quantique et la RG. Nombreux sont ceux parmi les protagonistes de cette initiative qui espèrent qu'en relevant ce défi, un pas important, sinon final, sera fait vers l'unification théorique de la physique fondamentale. Attirés plus que jamais aujourd'hui par cette tâche herculéenne, les physiciens se ruent, creusant le sol, à la recherche d'une mine d'or menant au Saint Graal. De leurs efforts est née une variété d'approches, de techniques et de théories, parmi lesquelles deux sont proéminentes : la théorie des cordes et la gravitation quantique à boucles (GQB). Malgré des développements pour le moins palpitants du côté de la physique, les philosophes se sont montrés particulièrement lents à confronter les ressources conceptuelle et philosophique des richesses qui ont été déterrées à cette occasion.

Cet article se veut un appel aux armes et a pour but de mettre l'eau à la bouche aux lecteurs, en exposant certains des casse-têtes philosophiques les plus captivants qui se présentent en gravité quantique. L'analyse sera préfacée, en première section, par des considérations générales quant à la nécessité de trouver une théorie quantique de la gravité et aux méthodes employées dans la poursuite de ce but. Après avoir cartographié le domaine en Section 2, je présenterai la GQB comme une candidate compétitive et particulièrement riche en problèmes philosophiques en Section 3. Ce qu'on appelle le problème du temps, i.e. le casse-tête consistant en ce que les quantités physiques ne peuvent jamais véritablement changer, est traité en Section 4. Enfin, en Section 5 est analysé comment l'espace-temps continu qui nous est familier pourrait ré-émerger de la structure fondamentale non spatiotemporelle de l'univers.

1 Pourquoi la gravité quantique ?

Avant de nous embarquer dans l'étude des fondements de la gravité quantique, il nous faut nous convaincre qu'une théorie de la gravité quantique est, de fait, nécessaire. Appelons *théorie quantique de la gravité* toute théorie cohérente qui combine la gravité avec une description quantique de la matière. Il est important de noter qu'il n'est pas nécessaire que la théorie en question considère la gravité elle-même comme quantifiée. Il est tout à fait acceptable qu'une telle théorie marie une conception classique de la gravité avec une conception quantique de la matière. Ajoutons cependant une importante exigence méthodologique : une théorie quantique de la gravité se doit d'avoir des « limites convenables », c'est-à-dire qu'aux échelles pour lesquelles il n'est plus pertinent de prendre en compte la nature quantique de la matière, la théorie se doit de fusionner avec la RG, et pour les régimes où la gravité est faible, elle se doit de se transformer en une théorie quantique adéquate.¹

Mais pourquoi la physique aurait-elle besoin d'une théorie quantique de la gravité ? La réponse commune à cette question peut être analysée comme une combinaison de trois (groupes d') arguments. Premièrement, il est souvent avancé qu'une telle théorie est nécessaire pour satisfaire une exigence d'*unification*. L'exigence d'unification est devenue pour beaucoup une exigence méthodologiquement importante du fait du succès que son application a permis à la physique de rencontrer dans le passé. James Clerk Maxwell forgea l'unification des forces magnétiques et électriques avec sa théorie dynamique de l'électromagnétisme dans les années 1870. Dans les années soixante, Abdus Salam, Sheldon Glashow, et Steven Weinberg formulèrent la théorie électrofaible, unifiant ainsi l'électrodynamique et l'interaction nucléaire faible associée à la radioactivité. Par la suite, la chromodynamique quantique, décrivant l'interaction nucléaire forte, qui est responsable de la cohésion des noyaux des atomes et de leurs constituants, et la théorie électrofaible furent unifiées à leur tour au sein du modèle standard de la physique des particules, qui parvient à rendre compte de trois des quatre forces fondamentales. Bien naturelle est ainsi l'ambition d'unifier les théories quantiques du modèle standard avec la RG – la meilleure théorie qu'on ait actuellement de la dernière des forces, la gravité. Notons cependant que si cette vénérable histoire justifie que l'unification soit prise comme desideratum méthodologique – et, dans une certaine mesure, comme programme de recherche, elle ne justifie en rien qu'on en fasse un dogme métaphysique. Le succès du processus d'unification dans le passé n'implique pas que la nature soit elle-même suffisamment unifiée pour pouvoir faire l'objet d'une théorie fondamentale unique qui sous-tendrait toute la physique. Il est en effet parfaitement concevable que la nature soit multiple au sens où la gravité résiste à toute subsumption sous l'ombrelle quantique de la physique des particules.

Le deuxième argument se nourrit des théorèmes sur les singularités, démontrés dans les années soixante et soixante dix par Stephen Hawkins, Roger Penrose, et Robert Geroch, et qui établissent de façon solide que les singularités sont génériques en RG classique. De nombreux auteurs ont soutenu que la RG cesse « là » ou « alors » d'être valide et que, par conséquent, elle contient les graines de sa propre destruction. Du coup, si on poursuit cet argument, il nous faut une théorie de remplacement pour la gravité et on a toutes les raisons de s'attendre à ce qu'une telle théorie soit quantique. En particulier, certains pensent que procéder à la quantification de la gravité, i.e. décrire la gravité comme possédant elle-même une nature quantique, permet de dissoudre certaines singularités comme le big bang. Cet argument n'a cependant, du moins en lui-même, pas beaucoup de force. En RG, les singularités ne font pas partie du tissu spatio-temporel, c'est-à-dire qu'elles ne se « trouvent » pas « en un lieu » particulier, et donc il n'est aucun besoin d'avoir une théorie valide « là » ou « alors ». La RG est une théorie parfaitement cohérente dans son domaine d'application, et par conséquent il est faux de dire qu'elle contient les graines de sa propre destruction. Ou du

1. Plus précisément, elle se doit de se transformer en théorie quantique des champs définie sur l'espace-temps de Minkowski caractéristique de la relativité restreinte.

moins, si graines il y a, elles ne sauraient porter aucun fruit dialectique sans qu'on y ajoute une quantité considérable d'engrais argumentatif.

La troisième ligne d'argument, qui est de loin la plus convaincante, consiste à dire qu'il est des phénomènes dont nous avons de bonnes raisons de croire qu'ils présentent des aspects à la fois quantiques et gravitationnels, et que par conséquent, toute théorie qui rend compte de ces phénomènes de façon satisfaisante se doit d'intégrer ces deux éléments. Le plus important étant ici que parmi ces phénomènes comptent la dynamique des trous noirs et le commencement de l'univers. Insistons ici sur le fait que, bien que ces deux phénomènes soient liés à des singularités – dans leur description classique – ce n'est pas de là que vient la nécessité d'une théorie quantique de la gravité. c'est bien plutôt la présence simultanée de hautes densités de matière et d'un champ gravitationnel fort, tout ceci sur des échelles petites, qui impose une telle théorie. Au bout du compte, c'est bien l'existence de phénomènes plutôt extrêmes, et non un quelconque critère méthodologique ou esthétique, qui explique qu'on ait besoin d'une théorie de la gravité quantique.

Notons avant de conclure ici que, bien que quantifier la gravité – si tant est qu'on puisse le faire – permettrait clairement d'obtenir une théorie de la gravité quantique, ceci n'est en rien nécessaire. l'existence de régimes où les effets quantiques de la matière et les champs gravitationnels forts jouent conjointement un rôle important n'implique en rien que la gravité se doive d'être elle-même quantique. Tout ce dont on a besoin est une théorie qui gouverne l'« interaction » entre la matière quantique et la gravité qui pourrait rester classique. En d'autres termes, rien de ce qui a été dit ici jusqu'à présent ne permet d'exclure les théories de la gravité dites « semi-classiques » de l'ensemble des théories adéquates possibles, même si ces théories violent les principes fondamentaux de la RG.

Maintenant que nous avons bien distingué la question de savoir si nous avons besoin d'une théorie quantique de la gravité de celle de savoir si la gravité doit être quantifiée, je me hâte d'ajouter qu'il existe de nombreux arguments qui ont pour but de montrer que la gravité doit être quantifiée dans toute théorie de la gravité quantique, et que donc les approches semi-classiques ne peuvent pas aboutir. Un des arguments typiques qui vont en ce sens consiste à tenter de faire entrer en contradiction d'un côté l'hypothèse d'une gravité de type classique interagissant avec la matière quantique et de l'autre un des principes physiques bien établis comme le principe de correspondance ou celui de la conservation de l'énergie. A ma connaissance cependant, il n'existe aucun argument de ce type qui ne fasse pas appel en plus à des prémisses que les défenseurs des approches semi-classiques ne sont nullement obligés d'accepter.²

Maintenant que nous sommes assurés de la nécessité de développer une théorie quantique de la gravité, venons-en à dessiner la carte des principales approches de la gravité quantique en compétition.

2 Cartographie du domaine : les différentes approches de la gravité quantique

Sur la base d'un schéma taxonomique bien utile, Chris Isham (1994) a proposé de diviser les différentes façons de formuler une théorie pleinement quantique, donc pas semi-classique, de la gravité en quatre types d'approche : premièrement, celles qui « quantisent » la RG ; deuxièmement, celles qui « relativisent » la physique quantique ; troisièmement, celles qui construisent une théorie quantique conventionnelle incluant la gravité et qui considèrent la RG comme sa limite aux basses énergies ; et quatrièmement, celles qui voient à la fois la RG et les théories quantiques conventionnelles comme les limites de basse énergie d'une théorie radicalement nouvelle. Considérons chacun de ces groupes l'un après l'autre.

2. Cf. Callender et Huggett (2001), Huggett et Callender (2001), Mattingly (2006), et Wüthrich (2005).

La première famille d'approche prend pour point de départ la RG, and cherche à appliquer un procédé de « quantification » – autrement dit une recette générale pour concocter une théorie quantique conventionnelle à partir d'une théorie classique comme l'est la RG, ceci d'une façon qui soit à la fois en accord avec la rigueur mathématique et les principes de la physique. Evidemment, procéder à une quantification, c'est procéder pour ainsi dire « à l'envers », du point de vue métaphysique, puisque cela consiste à partir d'une théorie classique douteuse – en ce sens qu'elle est reconnue comme défectueuse et comme nécessitant, pour cette raison, remplacement – puis à tenter de construire l'édifice solide de la nouvelle théorie (quantique) de la gravité sur les ruines de l'ancienne. On doit cependant comprendre cette stratégie comme motivée par l'usage d'un moyen méthodologiquement prometteur de parvenir à certaines fins, un peu à la façon de l'échelle de Wittgenstein. Les procédés de quantification ont prouvé leur efficacité dans le passé, et ont permis de produire, dans d'autres domaines de la physique, d'importantes théories telles que l'électrodynamique quantique. Les partisans de ce type de stratégie espèrent pouvoir rencontrer un succès similaire en physique gravitationnelle.

Le première famille d'approche se divise en deux genres : l'Ansatz covariant, dont on peut dire qu'il git désormais sur son lit de mort,³ et l'approche, bien vigoureuse, elle, en termes de quantification canonique. Pour pouvoir procéder à une quantification canonique d'une théorie, il faut que celle-ci soit formulée dans un formalisme particulier, appelé le formalisme hamiltonien contraint. Nous discuterons plus bas de comment l'adaptation de la RG au moule d'un tel formalisme se trouve au cœur des problèmes conceptuels les plus déroutants que rencontre cette théorie. La gravitation quantique à boucle (GQB) est la représentante la plus importante de cette approche, mais il y en a d'autres.

Concernant la seconde stratégie, il ne se dessine à ce jour aucune voie qui promette d'obtenir une théorie de la gravité quantique *complète* par « relativisation » des théories quantiques des champs, c'est-à-dire par l'emploi de techniques qui permettrait l'incorporation totale des leçons de la RG dans la théorie quantique. La seule représentante actuelle de cette approche consiste à tenter de formuler une théorie quantique des champs dans le cadre d'un espace-temps courbe, et non plat comme l'est l'espace-temps usuel. l'idée générale qui sous-tend cette approche est d'incorporer, en un sens local, le principe de covariance générale de la RG. Il est important de noter que, en revanche, l'espace-temps, tout courbé qu'il soit, n'est en rien dynamique. Autrement dit, il ne peut aucunement être interprété à la façon dont on interprète l'espace-temps de la RG, c'est-à-dire comme interagissant avec les champs de matière.

Le troisième groupe se place également dans la perspective de la physique quantique, mais au lieu d'essayer d'y incorporer directement les leçons de RG, tente de développer la physique quantique par des moyens aussi conventionnels que possible pour y intégrer la gravité. l'espoir est alors qu'on retrouvera la RG comme limite aux basses énergies de la théorie nouvelle. Le membre de loin le plus prometteur de ce groupe est la théorie des cordes, qui, cependant, va beaucoup plus loin que la théorie quantique des champs conventionnelle, tant du point de vue de ses méthodes que de celui de ses ambitions. Ceci dit, bien qu'elle fasse exploser les frontières naturelles du groupe, la théorie des cordes se place malgré tout dans la perspective de la théorie quantique des champs conventionnelle, ce autant du point de vue de son histoire que de celui de son système de pensée, contrairement aux tentatives de construction d'une nouvelle théorie de la gravité quantique qui serait séparée de la « vieille physique ». Encore une fois, il existe d'autres approches dans ce groupe, telles que la théorie quantique des champs topologique, mais aucune ne rassemble de soutien substantiel de la part des physiciens.

3. Ceci parce que les quantifications covariantes de la RG ne sont pas renormalisables, un défaut qui est le plus souvent considéré comme fatal. Cela ne veut pas dire, cependant, que les techniques covariantes ne jouent aucun rôle dans la théorie de gravité quantique contemporaine.

La meilleure façon de caractériser le quatrième et dernier groupe de la taxonomie de Isham est par son attitude iconoclaste. Les approches hétérodoxes de ce type ne prennent en effet aucun élément de théorie physique connue pour point de départ ; au lieu de cela, des points de vue radicalement nouveaux sont envisagés dans l'espoir de formuler une théorie de la gravité quantique *ab initio*. Pour autant que je sache, ces approches ne proposent à l'heure actuelle que des *schémas* programmatiques, et non des théories à part entière. Leur caractère attractif vient principalement de la redoutable apparence d'incompatibilité profonde entre les principes gouvernant la physique quantique des phénomènes à petite échelle et ceux gouvernant la RG et les phénomènes à grandes échelles. Une telle incompatibilité, nous dit-on, ne saurait être résolue que si l'on prend un tout nouveau départ.

Toutes ces approches présentent des aspects attractifs, et pour cette raison possèdent chacune des disciples. Mais toutes ont aussi des lacunes. Il est impossible d'en faire une liste exhaustive dans le cadre de cet article. En dehors des deux défis principaux que doit relever la GQB, que je discuterai par la suite, je ne m'étendrai donc pas plus sur le sujet, sauf pour souligner le fait que toutes ces approches ont un problème majeur commun, à savoir leur manque total de lien avec les observations et l'expérience. Quelques propositions sont faites ici et là quant à la façon dont telle ou telle approche pourrait entrer en relation avec l'empirie, mais, jusqu'ici, ces propositions en restent à des suggestions le plus souvent pour le moins spéculatives concernant la manière dont, peut-être, une telle relation pourrait être établie. Ou bien la théorie proposée est trop malléable, de sorte qu'elle est capable de s'adapter à presque toute donnée empirique, comme c'est le cas de la théorie des cordes, dont d'une part les prédictions concernant les particules supersymétriques ont été révisées de façon constante au gré des échecs répétés des détecteurs de particules à les trouver aux valeurs d'énergie prédites, et qui, d'autre part, se trouve dans un *embarras de richesses*^{*}, avec le fameux « problème du paysage », qui consiste à devoir choisir parmi 10^{500} modèles différents. Ou bien encore le lien entre les données relativement bien comprises et les théories reste à la fois ténu et controversé, comme quand on se demande si, et si oui dans quelle mesure, les données qui saisissent de façon étroite des violations possibles de la symétrie de Lorentz sont en relation avec les théories de la gravité quantique qui prédisent, ou font l'hypothèse que, la structure de l'espace-temps est discrète, ce qui est supposé impliquer une violation, ou au moins une modification, de la symétrie de Lorentz par ailleurs très bien confirmée aux échelles plus grandes. Ou bien les prédictions faites par les théories ne peuvent être testées que dans des cadres expérimentaux qui échappent de loin aux possibilités techniques actuelles, comme c'est le cas des prédictions de la GQB selon lesquelles l'espace-temps est discret à l'échelle de Planck, soit un quintillion de fois (10^{18}) les énergies que l'on cherche à obtenir avec le grand collisionneur de hadrons du CERN. Ou bien enfin, personne n'a tout simplement la moindre idée de comment la théorie pourrait être mise en relation avec l'empirie, comme dans le cas des approches embryonnaires du quatrième groupe, telles que la théorie à ensembles causaux.[†]

3 Introduction à la gravitation quantique à boucles

La GQB est, avec la théorie des cordes, une des théories de la gravité quantique à la fois les plus prometteuses et les plus importantes du point de vue du nombre de ses disciples. Il s'agit d'une approche canonique, qui prend pour point de départ la RG – la meilleure théorie classique de la gravitation que l'on possède – à laquelle est appliquée un procédé bien connu qui permet de

*. (NdT) en français dans le texte.

†. (NdT) « causal set theory » en anglais. Certains traduisent par théorie causale des ensembles mais il s'agit sans doute là d'une traduction malheureuse, la « causal set theory » n'étant aucunement une théorie des ensembles mais plutôt une théorie physique fondée sur les ensembles causalement reliés.

concocter une théorie quantique à partir d’une théorie classique, ceci dans l’espoir d’obtenir une théorie quantique de la gravité viable. C’est là une approche fondamentalement conservatrice en ce sens qu’elle a pour ambition de rester aussi fidèle que possible aux théories physiques qui sont bien connues et déjà couronnées de succès.

Le procédé de quantification choisi ici – appelée *quantification canonique* – ne peut être appliqué que si la RG est reformulé en termes de système hamiltonien. Un système hamiltonien est un système physique qui obéit aux équations de Hamilton, qui sont des équations différentielles mettant en relation les positions (généralisées) et les quantités de mouvement (généralisées) de tous les degrés physiques de liberté avec l’énergie du système, donnant ainsi l’évolution temporelle de tous les degrés de liberté du système.⁴ Il se trouve que les systèmes physiques obéissant les équations de Hamilton et pouvant donc être mis sous la forme de systèmes hamiltoniens sont à la fois nombreux et importants.

La RG, dans sa formulation habituelle, n’est pas formulée en termes de systèmes hamiltoniens. Au cœur de la RG standard se trouvent ce qu’on appelle les *équations du champ d’Einstein*, qui mettent en relation la géométrie de l’espace-temps, encodée dans le champ métrique, avec la distribution de matière et d’énergie dans cet espace-temps. Elles sont souvent interprétées comme décrivant une interaction dynamique entre la gravité, représentée par le champ métrique, et la distribution de matière-énergie.⁵ Les fameuses paroles de John Wheeler, disant que, en RG, la masse s’accroche à l’espace-temps, et lui dit comment se courber, tandis que l’espace-temps s’accroche à la masse, et lui dit comment se mouvoir,⁶ incarne cette interprétation des équations du champ d’Einstein comme gouvernant la coévolution dynamique de la métrique de l’espace et des champs de matière. Il nous faudra revenir sur cette interprétation de la RG dans la section suivante au moment où nous discuterons du problème du temps.

Une solution aux équations du champ d’Einstein se présente sous la forme d’un triplet $\langle \mathcal{M}, g, T \rangle$ – où \mathcal{M} est une variété différentiable à quatre dimensions, g un champ métrique, et T ce qu’on appelle un *tenseur énergie-impulsion*, expression mathématique de la distribution de la matière et de l’énergie sur la variété – triplet donc tel que la relation entre g et T soit en accord avec les équations du champ d’Einstein en tout point de \mathcal{M} . Si on regarde les choses d’un point de vue neutre, donc, les équations d’Einstein ne sont pas des équations *dynamiques* ; au lieu de cela, elles ne font qu’imposer des conditions locales sur les valeurs du couple champ métrique g – distribution de matière-énergie de l’univers telle que donnée par T . Et pourtant, il est nécessaire de comprendre la RG dynamiquement si l’on veut lui donner une formulation hamiltonienne. On attend d’une théorie dynamique qu’elle soit formulable clairement en termes de valeurs initiales – c’est-à-dire qu’il existe une formulation de la théorie qui permette d’obtenir l’évolution dynamique complète d’un système physique à tout instant sur la base des équations du mouvement et étant donnés un ensemble de conditions initiales à un instant donné. Le problème posé par la formulation hamiltonienne de la RG est donc naturellement lié au problème de Cauchy. Ce dernier, cependant, est difficile à bien poser dans le cadre de la formulation standard de RG, du fait que la division nécessaire de l’espace-temps à quatre dimensions en un « espace » qui évolue « dans le temps » semble bien violer l’une des leçons les plus centrales de la RG qui est qu’une telle division n’a aucune justification physique satisfaisante.

4. Plus précisément, les équations de Hamilton sont un système d’équations du premier ordre imposant des contraintes dynamiques sur l’espace des phases du système, espace de dimension $2n$ si n est le nombre de degrés de liberté.

5. Mathématiquement parlant, les équations d’Einstein sont un système de dix équations différentielles partielles, non-linéaires, et indépendantes du second degré, qui se réduisent à six équations indépendantes quand on prend en compte la liberté de choix des coordonnées d’espace-temps. Quatre de ces six équations imposent des contraintes liées à l’invariance par difféomorphisme à quatre dimensions, sur laquelle nous reviendrons plus bas.

6. Le bon mot de Wheeler apparaît dans bon nombre de ses écrits, comme par exemple dans Wheeler (1990, xi).

Cette division forcée de l'espace-temps fait naître une inquiétude : tenter de comprendre la RG de façon dynamique pourrait bien mener nécessairement à mésinterpréter cette théorie. En réalité, bien que la formulation hamiltonienne de la RG requiert que l'espace-temps soit « feuilleté » en espaces à trois dimensions ordonnés selon un paramètre « temps » unidimensionnel, la leçon relativiste concernant le caractère quadridimensionnel de l'espace-temps est intégrée mathématiquement dans le cadre hamiltonien, à savoir dans les équations de contrainte de ce dernier, point sur lequel nous reviendrons plus bas.

On peut « dynamiser » la RG, et obtenir une version hamiltonienne de la théorie, de plusieurs façons. En général, le jeu consiste à trouver des coordonnées canoniques qui saisissent en quelque sorte une géométrie spatiale évoluant dans le temps. A cette fin, les formulations hamiltoniennes de la RG découpe l'espace-temps en un feuilletage d'hypersurfaces tridimensionnelles (qui sont des sous-variétés de genre espace de \mathcal{M}). La façon standard de procéder à ce feuilletage est traditionnellement appelée le *formalisme ADM*, du nom de ses fondateurs Richard Arnowitt, Stanley Deser, et Charles Misner. Le formalisme ADM prend les métriques tridimensionnelles (spatiales) induites par g sur les hypersurfaces spatiales comme variables de « position », et la courbure extérieure de ces hypersurfaces (plus précisément une combinaison linéaire des composantes de cette courbure), représentant la façon dont elles sont contenues dans l'espace-temps quadridimensionnel, comme variables de « quantité de mouvement », qui se conjuguent alors de façon canonique avec les métriques spatiales. Les équations de Hamilton peuvent être écrites sur cette base.

Il s'avère cependant que ces équations ne sont pas, à elles seules, équivalentes aux équations du champ d'Einstein. Pour obtenir l'équivalence, il faut leur joindre des équations supplémentaires contraignant les relations entre les variables canoniques. Ces équations de contraintes témoignent du fait que les données initiales ne peuvent pas être choisies arbitrairement, mais doivent bien satisfaire certaines conditions.⁷ On peut montrer que ces équations de contrainte sont l'expression mathématique de la présence de ce qu'on appelle une « liberté de gauge », soit une redondance représentationnelle dans la description mathématique de la situation physique.⁸ En particulier, elles apparaissent en conséquence du fait que le groupe des difféomorphismes quadridimensionnels est le groupe de symétrie dynamique de la RG, en accord avec l'exigence de la covariance générale.⁹ L'exigence de covariance générale est que la physique reste la même si les champs – y compris le champ métrique – sont tous déplacés de la même manière et de façon continue sur la variété. L'idée qui se trouve derrière cette exigence est donc que, bien que la représentation mathématique diffère selon que les champs sont déplacés ainsi ou non, la situation physique est la même dans les deux cas.

En réalité, deux équations (ou familles d'équations) de contraintes apparaissent. La première, représentant la liberté de choisir le feuilletage, est appelée la *contrainte hamiltonienne*. Il s'avère que l'hamiltonien des équations de Hamilton habituelles est lui-même une contrainte.¹⁰ On peut voir ainsi que l'absence d'une variable temps externe qui serve de repère fait de l'équation dynamique elle-même une contrainte, liée à la liberté de choisir une gauge sans conséquence observable. La seconde famille – qui comprend trois membres –, liée à la liberté de choisir les coordonnées spatiales dans l'espace à trois dimension, sont appelés *contraintes vectorielles*. Ceci nous fait un total de quatre équations de contrainte.

7. On trouvera des détails concernant le formalisme ADM et la façon dont les équations de contraintes y apparaissent dans Wald (1984, Chapitres 10 et Appendice E.2).

8. Sur ce sujet, voir Wüthrich (2006, Section 4.1) [NdT ainsi que l'article de A. Guay dans ce volume].

9. Un difféomorphisme est une application bijective et continue entre deux variétés différentiables dont l'inverse est aussi continue.

10. Je passe ici sur certains détails : à strictement parler, c'est une combinaison linéaire de contraintes des deux familles. Mais cela ne change pas le fait que ce soit une contrainte liée à un choix de gauge.

Une fois qu'on a obtenu une formulation hamiltonienne de RG, i.e. une fois qu'on a identifié les variables canoniques et que l'on a écrit toutes les équations de contraintes que ces dernières doivent satisfaire, on peut se lancer dans la quantisation de la théorie classique grâce au procédé de quantisation canonique, décrit par Paul Dirac (1964). Ce procédé a pour principe essentiel de prendre les variables canoniques et de les transformer en opérateurs quantiques agissant sur un espace d'états quantiques. Le jeu de relations entre ces variables, décrit par les crochets de Poisson au niveau classique, se mue en des relations de commutation canoniques entre des opérateurs de base, tandis que les équations de contraintes deviennent des équations d'onde d'opérateurs de contraintes identiques, du point de vue fonctionnel, aux fonctions de contraintes classiques, et agissant sur les états quantiques. Seuls les états quantiques qui satisfont ces équations de contraintes quantiques comptent comme états physiques acceptables.

Les tentatives d'obtention d'une théorie quantique de la gravité en usant du formalisme ADM et par quantification canonique se sont heurtées à des difficultés techniques insurmontables, comme par exemple le fait que les équations de contraintes ne sont pas polynomiales. A un moment donné, il semblait que tout espoir d'obtenir une théorie quantique de la gravité par quantification canonique était tout simplement perdu. Mais c'est alors que, dans les années 80, Abhay Ashtekar trouva, en s'appuyant sur le travail de Amitabha Sen, de nouvelles variables. Ces variables d'Ashtekar permettent de simplifier les équations de contrainte de façon significative, même si on perd la signification directement géométrique des variables ADM.¹¹ Je vous épargne ici les détails – qu'on peut trouver dans n'importe quelle présentation un peu sérieuse de la GQB.¹² Mentionnons seulement ici que le principe de base consiste en ce que la géométrie de l'espace-temps est donnée par un « champ triade » représentant les référentiels inertiels locaux définis sur les hypersurfaces spatiales, au lieu de l'être par la métrique spatiale. Ces approches permettent toutes deux de représenter la géométrie de l'espace-temps, et la traduction de l'une à l'autre est possible, bien qu'il y ait une famille de contrainte supplémentaire dans la GQB, qui est liée aux symétries internes. Pour ne retenir que l'essentiel, le passage des variables ADM aux variables d'Ashtekar consiste en une réinterprétation des équations du champ d'Einstein comme des énoncés concernant, non pas la métrique comme c'était avant le cas, mais une « connexion » – un outil mathématique qui sert à décrire ce qui arrive à des vecteurs tangents à une variété quand ils sont transportés d'un point de la variété à un autre le long d'une courbe. La théorie de la relativité générale, réinterprétée ainsi, est ensuite soumise au procédé de quantification canonique décrit ci-dessus.

Il se trouve que les équations de contraintes ne peuvent pas toutes être résolues facilement. Pour tout dire, seule deux des trois familles d'équations de contraintes ont été à ce jour résolues. Si on définit l'*espace physique de Hilbert* comme l'espace de tous les états quantiques de la théorie qui sont solutions de toutes les équations de contrainte, et qui donc doivent être considérés comme les états *physiques*, alors il faut admettre que l'espace physique de Hilbert de la GQB n'est pas encore connu. L'espace, plus grand, des états qui sont solutions des deux premières familles d'équations de contrainte est souvent appelé l'*espace cinématique de Hilbert*. La contrainte qui a jusqu'ici opposé résistance à toute résolution est l'équation de contrainte hamiltonienne, à la forme apparemment simple $\hat{H}|\psi\rangle = 0$, appelée l'*équation de Wheeler-DeWitt*, où \hat{H} est l'opérateur hamiltonien interprété habituellement comme la source de l'évolution dynamique et $|\psi\rangle$ est un état quantique de l'espace cinématique de Hilbert. Bien entendu, l'opérateur hamiltonien \hat{H} est une fonction(elle) complexe des opérateurs de bases correspondant aux variables canoniques. En réalité, la forme fonctionnelle elle-même de \hat{H} est l'objet de controverses, du fait qu'il existe plusieurs candidates possibles non-équivalentes les unes aux autres. Dans la mesure où l'espace physique de Hilbert n'a pas encore été

11. Et même si ces simplifications dépendent de la résolution encore aujourd'hui aussi problématique que controversée d'un certain nombre de difficultés techniques.

12. Rovelli (2004) est le manuel standard.

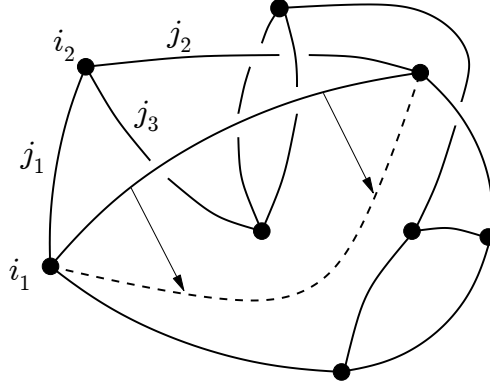


FIGURE 1 – Les états des réseaux de spin peuvent être représentés par des graphes annotés.

totalelement construit, la GQB reste donc incomplète.

Etant donné que l'espace physique de Hilbert est un sous-espace de l'espace cinématique de Hilbert, tous les états physiques sont aussi des éléments de l'espace cinématique de Hilbert. Heureusement, nous en savons bien plus sur ce dernier. Ses éléments sont les *états des réseaux de spin*, c'est-à-dire les états quantiques du champ gravitationnel, ou au moins de la distribution spatiale de ce dernier. Les états des réseaux de spin peuvent être représentés par un graphe annoté où ils sont inscrits dans un cadre spatio-temporel (cf. Figure 1). L'espace physique est supposé être, au niveau fondamental, un état de réseaux de spin ou une superposition quantique de tels états.¹³

L'essentiel de la structure de l'espace physique est ainsi saisi par des graphes annotés du type de la Figure 1. Comme il apparaît sur la figure, les représentations en spin se situent sur les sommets du graphe (les nœuds) ainsi que sur les arêtes (les lignes qui joignent les nœuds). Ce que les sommets, les i_k , représentent, ce sont les nombres quantiques indiquant la « taille » des « atomes d'espace », tandis que ce que représentent les arêtes, les j_l , ce sont les « tailles » de la surface de connexion entre des « morceaux » d'espace adjacents. Les états de réseaux de spin sont des structures discrètes. On voit donc que, selon la GQB, l'espace physique est granulaire à l'échelle minuscule qu'est celle de Planck. Ainsi, l'espace continu de la théorie classique est supplanté par une structure quantique discrète. Par conséquent, l'espace tel qu'il figure dans notre conception du monde est un phénomène émergent, et non un élément de réalité fondamentale. c'est du moins là ce qu'affirme la GQB.

Les deux problèmes les plus pressants que face la GQB sont notre manque de compréhension de la dynamique, ou, de façon équivalente, notre incapacité à résoudre l'équation de contrainte hamiltonienne, ainsi que notre échec à rendre compte de l'émergence de l'espace-temps continu classique, ou, de façon équivalente, des raisons du succès des théories gravitationnelles classiques telles que la RG. Ces problèmes présentent tous deux des aspects techniques aussi bien que philosophiques, et tous deux surgissent, d'une façon ou d'une autre, dans le cadre de nombre des principales approches de la gravité quantique. Par exemple, le problème technique de la résolution de l'équation

13. Plus précisément, du fait que les états de réseaux de spin ne sont pas invariant par difféomorphisme, des *classes d'équivalence* d'états de réseaux de spin par difféomorphisme à trois dimensions doivent être prises pour représenter la structure fondamentale de l'espace physique. Le fait que les états de réseaux de spin ne sont pas invariants par difféomorphisme se voit facilement quand on considère que, à strictement parler, les faire se ballader – tous ou une partie d'entre eux – sur l'espace les contenant sans changer leur structure nodale telle qu'elle est indiquée par les flèches de la Figure 1 résultera en un réseaux de spin différents à chaque fois. Mais comme c'est la structure nodale qui représente la situation physique, et non la façon particulière dont cette structure est inscrite dans l'espace, on doit considérer ce que les mathématiciens appellent des *graphes abstraits*, i.e. des classes d'équivalence de graphes dont la structure nodale est la même, mais inscrite de façons différentes dans l'espace. Ce point, important bien que subtil, sera ignoré dans la suite.

de contrainte hamiltonienne en QGB est intimement lié au problème du temps, qui a de nombreuses dimensions philosophiques. De plus, dans la mesure où la théorie des cordes contient la RG, elle doit aussi traiter le problème du temps, au moins dans sa formulation très générale qui exige que soit résolue la tension conceptuelle existant entre, d'un côté, la notion pré-relativiste d'un temps extérieur au, et indépendant du système physique considéré, dont il est fait usage par les théories quantiques et la théorie des cordes, et, d'un autre côté, la conceptualisation nouvelle du temps comme un acteur physique inséparable de l'espace et interagissant avec les champs de matière ainsi qu'avec les autres formes d'énergie. Naturellement, la forme précise du problème varie cependant, et parfois de façon radicale, d'une approche à l'autre. Ce sont ces deux problèmes majeurs qui seront traités, chacun leur tour, dans les deux dernières sections ci-dessous, avec une attention particulière portée aux aspects conceptuels et philosophiques plutôt que techniques.

4 Le problème du temps

Il est bien connu que le philosophe présocratique Parménide d'Élée soutenait que le monde, fondamentalement, est un tout indestructible, immuable, et existant de toute éternité. Le changement, selon lui, n'est que pure apparence et ce qui existe en réalité est « gelé » temporellement. Très peu de philosophes, en particulier ces derniers siècles, ont suivi Parménide sur cette voie métaphysique radicale. De façon surprenante, son hypothèse pour le moins courageuse reçoit un certain soutien de la part de la RG (dans sa formulation hamiltonienne) et des théories quantiques qui sont fondées sur cette dernière.

Déjà en RG standard, il est loin d'être facile d'isoler le temps physique, qui, de façon générale, et quelle que soit sa nature, ne fait qu'induire un pré-ordre de priorité temporelle sur l'ensemble des événements sur la variété. Un *pré-ordre* est une relation binaire Rxy définie sur un ensemble X , qui est réflexive et transitive, mais en général ni faiblement antisymétrique, ni comparable. On parle d'antisymétrie faible quand est satisfaite la condition que, pour deux événements a et b , si a précède temporellement b (ce qui inclut le cas où les deux événements sont simultanés), et b précède temporellement a , alors ils sont simultanés. La condition d'antisymétrie faible est satisfaite à moins que le temps soit circulaire ou ait une topologie étrange, et de ce fait, elle est généralement considérée comme une condition nécessaire pour avoir un ordre qui puisse être légitimement considéré comme *temporel*. Mais le temps en RG n'est pas faiblement antisymétrique, puisqu'il peut y avoir deux événements qui soient chacun en relation de précédence temporelle avec l'autre sans pour autant être simultanés. Il n'est pas non plus comparable puisque toute paire d'événements séparés par un intervalle de genre espace n'entretient absolument aucune relation temporelle, ce qui serait requis pour que l'on ait comparabilité. On peut récupérer l'antisymétrie faible dans les espaces-temps dont la topologie est du type $\Sigma \times \mathbb{R}$, où Σ est un espace à trois dimensions, \mathbb{R} est l'ensemble des réels, et \times désigne le produit cartésien. Les espaces-temps de ce type peuvent être divisés en un « espace » et un « temps » – même si en général il existe un nombre infini de façons également valides de procéder à une telle division. En revanche, ce n'est que si un unique feuilletage, c'est-à-dire une seule façon de diviser, peut être privilégié selon un certain principe physique que l'on peut retrouver la comparabilité, et par là, le caractère total de la relation d'ordre.

Puisque la formulation hamiltonienne de la RG requiert que l'espace-temps soit feuilleté de telle sorte que des systèmes spatiaux évoluent dans le temps, elle ne peut traiter que des espaces-temps à topologie du type $\Sigma \times \mathbb{R}$. Il pourrait sembler que les difficultés liées à la notion de temps soient atténuées au sein de la formulation hamiltonienne de la RG (et par conséquent au sein des approches de la gravité quantique qui en dérive) par rapport au cas de la RG standard. Mais une telle apparence est trompeuse ; en réalité, la situation est encore pire. En un sens, la notion de temps s'évanouit

et toutes les grandeurs physiques se retrouvent forcées à rester parfaitement constantes au cours du temps.

Pour ce qui est de la disparition complète du temps au sein de la gravité quantique canonique, Wheeler et Bryce DeWitt remarquèrent dans les années 60 que l'équation dynamique de base, celle-là même qui porte leurs noms et que nous avons écrit plus haut ici, ne contient pas de paramètre temps. Par rapport à l'équation de Schrödinger,

$$\hat{H}|\psi\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|\psi\rangle,$$

qui donne la dynamique des systèmes quantiques non-relativistes, toute la partie à droite du signe égal disparaît dans l'équation de Wheeler-DeWitt, et, avec elle le paramètre temps t . Pour ce qui concerne donc les théories canoniques de la gravité quantique, la notion de temps disparaît complètement du tableau. La disparition du temps dans les équations dynamiques de l'approche canonique peut être considérée comme un témoignage de la tension conceptuelle à laquelle se confronte quiconque tente de réconcilier ensemble la version édulcorée de la notion de temps des espaces-temps relativistes avec la notion de temps externe, se déployant de façon constante et indépendamment des systèmes physique dont elle permet l'évolution, que l'on trouve en mécanique quantique. C'est peut-être là une conséquence du fait que le temps y faisait partie du système physique, à savoir l'espace-temps, que l'on a quantifié. En physique relativiste, il est bien clair qu'il n'y a pas de paramètre temps externe qui puisse servir de repère pour l'évolution dynamique. Ceci dit, conclure directement de la forme de l'équation de Wheeler-DeWitt que le temps a disparu, serait aller un peu trop vite. Le temps pourrait évidemment encore être présent, mais sans que la dynamique ne le « porte » de façon ostentatoire, comme il ne convient de le faire qu'en physique relativiste.

Certains physiciens comme Carlo Rovelli et Julian Barbour, cependant, ont fait leur la conclusion plus radicale, et ont par conséquent tenté de formuler la mécanique quantique de façon à ce que cette dernière ne requiert pas l'existence d'un temps externe rythmant l'évolution dynamique, et que, au lieu de cela, le temps soit remplacé par une relation directe entre les événements.¹⁴ Ceci dit, on peut accepter l'idée que le temps n'existe pas au niveau quantique sans cependant se soumettre à celle que la mécanique quantique est relationnelle, du moment que l'on puisse montrer que la RG est capable de décrire le *changement* et comprendre comment l'espace-temps classique émerge de la structure quantique sous-jacente, ou, pour le dire autrement, comment la RG classique est valide comme approximation limite de la GQB aux basses énergies. La RG peut aisément satisfaire la première de ces deux exigences : même si le temps en RG ne permet pas, en général, d'ordonner même partiellement les événements de façon valide, objective et universelle, on peut y rendre compte du changement de façon relationnelle comme la modification des propriétés des systèmes physiques le long de leur lignes d'univers. Il n'existe, en revanche, pas de solution facile pour la deuxième exigence, comme nous le verrons en Section 5 ci-dessous.

Même si le changement peut être décrit dans la version standard de la RG, il est un autre aspect du problème du temps qui semble indiquer que l'apparence qu'il n'y a pas de temps en gravité quantique n'est en réalité pas trompeuse dans la mesure où il n'y a pas non plus de changement au niveau le plus fondamental de la réalité physique.¹⁵ En effet, dans sa formulation hamiltonienne, la RG ne peut même pas rendre compte du changement au niveau des propriétés des systèmes physiques. On voit donc que le problème du temps, ou du moins du *changement*, surgit déjà au niveau classique, même si ce n'est que dans une formulation de la RG. Parménides, semble-t-il, avait raison : le changement n'existe pas, et tout reste gelé, si j'ose dire, dans le temps.

14. Pour une référence canonique sur la « mécanique quantique relationnelle », voir Rovelli (1996) ; pour une présentation tout public, voir Callender (2010).

15. Cf. Wüthrich (2006, §4.3).

Formellement, ceci vient du fait que la re-paramétrisation de l’(espace-)temps est une symétrie de gauge de la théorie. Plus précisément, le groupe de symétrie dynamique des équations d’Einstein est $\text{Diff}(\mathcal{M})$, le groupe des difféomorphismes à quatre dimensions sur \mathcal{M} , qui devient dans la formulation hamiltonienne de la RG un ensemble de contraintes qui engendrent ces difféomorphismes spatiotemporels. Autrement dit, le changement n’est rien d’autre qu’une redondance au sein de la représentation mathématique. Au cœur du problème se trouve l’exigence qu’aucune grandeur physique ne saurait dépendre de la simple représentation mathématique d’une situation réelle – plus précisément du système de coordonnées dans lequel la situation est décrite. Cette exigence est tout à fait raisonnable, puisque les changements de représentation n’ont aucune conséquence observable. La physique reste la même, quel que soit le système de coordonnées utilisé par les humains pour la décrire.

En dépit de sa conclusion pour le moins contre-intuitive, il nous faut prendre l’argument du paragraphe ci-dessus sérieusement, comme nous presse de le faire John Earman (2002).¹⁶ La conclusion n’est pas le résultat d’un raisonnement futile, et chacune des étapes peut être défendue de façon solide. Il n’est donc pas possible de s’en défaire d’un revers de main. Une façon directe et efficace de se débarrasser de cette conclusion gênante serait bien évidemment de refuser toute pertinence physique à la formulation hamiltonienne de la RG, comme semble vouloir le faire Tim Maudlin (2002). En effet, les conséquences qui s’imposent à nous dans ce cadre peuvent être considérées comme une réduction à l’absurde pour l’approche toute entière. Mais ce serait là aller trop vite : la quantification canonique a rencontré de nombreux succès dans d’autres domaines tels que l’électrodynamique et offre une route vers le Saint Graal de la gravité quantique qui est fondée physiquement et relativement bien maîtrisée mathématiquement.

Il existe de multiple façons de traiter du problème du temps, comme en témoigne le déluge de réponses de la part tout aussi bien de physiciens que de philosophes à l’appel à contribution du Foundational Questions Institute (FQXi) pour le prix du meilleur essai concernant la nature du temps.¹⁷ Je ne m’étendrai pas ici sur ces propositions, mais il suffira de dire que les réponses au problème du temps sont sans doute tout aussi bigarrées qu’est consensuelle l’idée qu’on ne verra probablement pas de progrès substantiel en physique fondamentale sans passer par une réflexion soutenue sur la nature du temps et son rôle en gravité quantique. Quelle que soit la position où l’on se place dans le débat, une autre chose est claire : comprendre comment l’espace-temps classique émerge de la structure quantique fondamentale non spatiotemporelle éclairera le problème du temps de façon importante.

5 Espace-temps : disparition et ré-émergence

En théorie des cordes comme en GQB, ainsi que dans les autres approches de la gravité quantique, tout semble indiquer que non seulement le temps, mais aussi l’espace ne sont pas des entités fondamentales, mais plutôt des phénomènes « émergents » qui surgissent depuis la physique fondamentale. Dans la langue de la physique, les théories de l’espace-temps telles que la RG sont des théories « effectives » et l’espace-temps lui-même est « émergent », tout comme la thermodynamique est une théorie effective et la température une propriété émergente au niveau effectif, du fait qu’elle provient du comportement collectif des molécules de gaz. Cependant, à la différence de l’idée que la température n’est qu’un phénomène émergent, la pensée que l’univers n’est pas dans l’espace et le temps choque sans doute notre notion même d’existence physique de façon plus profonde qu’aucune autre révolution scientifique. On se demande même si on peut formuler une théorie physique de

16. Mais il y a aussi des opposants : cf. Maudlin (2002).

17. Cf. par exemple Barbour (2008), Kiefer (2008), et Rovelli (2008).

façon cohérente en dehors de l'espace et du temps.¹⁸

L'espace disparaît en GQB dans la mesure où les structures physiques qui y sont décrites ne ressemblent que peu, peut être pas du tout, aux géométries spatiales que l'on peut trouver en RG. Comme nous l'avons vu dans la Section 3, ces structures sont discrètes, et non continues, comme le sont les espaces-temps classiques. Elles représentent les éléments constituant notre univers au niveau fondamental, qui correspondent, en quelque sorte, à des morceaux d'espace physique, et ainsi donne lieu, d'une façon qu'il convient encore d'élucider, à l'apparition des géométries spatiales que l'on trouve en RG classique. Il faut souligner que le fait que l'espace-temps est remplacé par une structure *discrète* au niveau quantique est une conséquence bien établie et tout à fait attendue de certains postulats de base communs à une vaste classe de théories quantiques de la gravité, y compris la GQB.¹⁹ Le problème conceptuel qui consiste à comprendre comment on peut faire de la physique en absence d'un cadre spatio-temporel sous-jacent, dans lequel la physique peut « avoir lieu », est intimement lié à la difficulté technique qui consiste mettre en relation LA GQB et la RG. Les physiciens n'ont pas encore fini de travailler à comprendre tout à fait comment les espaces-temps classiques émergent depuis la structure fondamentale non spatio-temporelle de LA GQB, et les philosophes commencent à peine à étudier les fondements conceptuels de cette théorie ainsi que les conséquences de la gravité quantique en général, et de la disparition de l'espace-temps en particulier.²⁰ Même si le gros œuvre reviendra aux physiciens, les philosophes ont ici un rôle à jouer dans l'exploration et la cartographie du paysage des possibilités conceptuelles, en faisant entrer en jeu l'immense littérature philosophique disponible sur les questions d'émergence et de réduction, qui offre une boîte à outil conceptuelle bien fournie. Je finirai ici par quelques mots qui peuvent servir de préalable à la conception de lignes de recherche en vue d'une solution à ces problèmes.

Concevoir comment l'espace-temps classique émerge depuis la structure quantique fondamentale implique que l'on « prenne la limite classique », comme le disent les physiciens. D'une certaine façon, faire en retour le lien entre les états de réseaux de spin de la GQB et les espaces-temps de la RG revient à engager la procédure inverse de la procédure de quantification utilisée au départ pour formuler la théorie quantique. Ainsi, tandis qu'on peut considérer la quantification comme le « contexte de la découverte », trouver la limite classique qui permet de faire le lien entre la théorie quantique et la RG doit être conçu comme le « contexte de justification (partielle) ». Il faut souligner ici que comprendre comment l'espace-temps (classique) ré-émerge en montrant comment la RG peut être récupérée comme la limite aux basses énergies d'une théorie plus fondamentale est non seulement important pour « sauver les apparences » et pour satisfaire le sens commun – bien que bien entendu ces aspects comptent également –, mais doit surtout être considérée comme un exigence méthodologique centrale du projet de la gravité quantique. S'il n'est pas possible de montrer qu'il existe entre la RG et la GQB une certaine relation mathématique bien comprise où la RG apparaît comme la théorie approximativement correcte quand les niveaux d'énergie sont suffisamment bas, ou, de façon équivalente, à des échelles suffisamment grandes, alors la GQB ne peut pas expliquer pourquoi la RG a pu être couronnée de succès comme elle l'a été.²¹ Or une théorie couronnée de succès ne saurait être supplantée par une autre théorie que si cette dernière non seulement fait des prédictions nouvelles ou donne des explications plus profondes, mais aussi est capable de reproduire le succès empirique de la théorie qu'elle prétend pouvoir remplacer.

En fin de compte, bien entendu, l'analyse du problème dépendra de la façon dont la théorie complète sera articulée. Considérons malgré tout l'analyse conceptuelle de Jeremy Butterfield et

18. Maudlin (2007) ne pense pas que ce soit le cas.

19. Cf. Smolin (2009, 549).

20. A ma connaissance, la littérature concernant l'émergence en gravité quantique canonique se réduit aux deux articles de Butterfield et Isham (1999, 2001) cités en bibliographie, et à Wüthrich (2006).

21. Et de fait, elle a bien été couronnée de succès ; cf. Will (2006).

Chris Isham (1999, 2001), en nous concentrant cependant sur le seul niveau cinématique, afin d'éviter d'avoir à traiter du problème du temps en son entier comme eux sont contraints le faire, et appliquons cette analyse non seulement à la question de l'émergence du temps, comme ils le font, mais aussi à celle de l'émergence de l'espace-temps dans sa totalité. Butterfield et Isham distinguent entre trois types de relation de réduction entre des théories : *l'extension définitionnelle*, *la supervénience*, et *l'émergence*, parmi lesquelles seule la troisième a une chance de pouvoir s'appliquer pour ce qui nous concerne. Selon Butterfield et Isham, une théorie T_1 est dite *émerger* d'une autre théorie T_2 si et seulement s'il existe un procédé de dérivation comme limite, ou d'approximation (ou quelque combinaison des deux) d'une théorie à l'autre. Un *procédé de dérivation comme limite* consiste à prendre la limite mathématique, en général dans un ordre particulier, de certains paramètres de la théorie sous-jacente, paramètres qui sont pertinents du point de vue physique, afin d'en arriver à la théorie émergente. Un tel procédé ne peut pas marcher dans notre cas, du moins pas s'il est appliqué seul, du fait de problèmes techniques concernant d'un côté la densité de boucle maximale, et de l'autre le problème de la mesure bien familier en mécanique quantique non-relativiste.

Un *procédé d'approximation* consiste ou bien à négliger, justification à l'appui, certaines grandeurs physiques, ou bien à sélectionner, ici encore justification à l'appui, un sous-ensemble propre de l'espace des états de la théorie « approximans » – celle qui sera l'approximation de l'autre, ou bien à faire les deux, le tout afin de se trouver avec une théorie dans laquelle les valeurs des grandeurs physiques restent suffisamment proches de celles de la théorie à approximer, la théorie « approximanda ». Notons que, dans notre cas, la théorie approximanda ne sera pas la RG, mais seulement au secteur du vide des espaces de topologie $\Sigma \times \mathbb{R}$. l'une des questions centrales sera celle de savoir comment justifier la sélection faite sur les états. Une telle justification peut être obtenue si on parvient à identifier un mécanisme par lequel le système est « dirigé » vers les états voulus. Toute tentative de ce genre nous imposera de traiter d'une foule de difficultés liées au problème bien connu des liens entre mécanique quantique et classique. Il est possible qu'un mécanisme de ce genre puisse être trouvé dans une forme de « décohérence », même si les formes standard de décohérence comprennent une notion d'« environnement » avec lequel le système considéré est en interaction. Or le système qui nous intéresse ici est, bien entendu, l'univers lui-même, ce qui rend difficile de voir comment il pourrait y avoir un environnement extérieur avec lequel le système pourrait interagir. Le défi qui se présente à nous consiste donc à conceptualiser la décohérence d'une façon qui contourne ce problème.

Même s'il reste encore beaucoup de travail à accomplir, du point de vue technique comme du point de vue philosophique, je m'aventurerai ici à avancer la thèse – ou devrais-je dire la « reconnaissance de dette » – selon laquelle, dans la mesure au moins où la GQB est une théorie cohérente, la RG (ou une proche cousine) peut être considérée comme émergeant de la GQB si une subtile combinaison de procédés de dérivation comme limite et d'approximation est mise en place. Cette affirmation est illustrée en Figure 2, où on peut voir que l'idée consiste à appliquer d'abord un procédé d'approximation au niveau de la théorie quantique – théorie consistant en un espace de Hilbert \mathcal{H} et un ensemble d'opérateurs $\{\hat{O}\}$ définis sur \mathcal{H} –, procédé qui permette de diriger le système physique vers un sous-espace semi-classique qui peut être à son tour mis en relation avec l'espace classique des états Γ au moyen d'une dérivation comme limite. Il est bien certain que ce n'est là qu'une esquisse grossière, et il y faut ajouter beaucoup de détails, mais on peut se reporter à Wüthrich (2006, Ch. 9) pour un début d'analyse dans cette direction.

Une fois qu'on aura compris comment l'espace et le temps classiques disparaissent en gravité quantique canonique, et comment ils pourraient bien ré-émerger depuis la structure fondamentale non spatio-temporelle, la façon dont la classicalité émerge depuis la théorie quantique de la gravité ne diffère pas vraiment de la façon dont elle émerge de la mécanique quantique ordinaire. Chercher à comprendre cela est un projet pertinent et intéressant pour au moins deux raisons. Première-

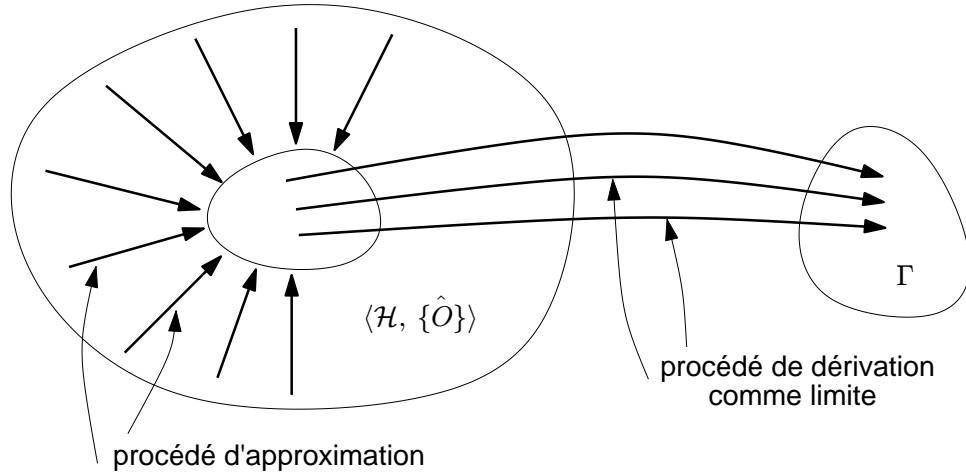


FIGURE 2 – Une application du schéma proposé par Butterfield et Isham.

ment, le projet touche certaines questions fondamentales importantes concernant l'interprétation des théories, et les relations que ces théories entretiennent entre elles, questions dont la résolution peuvent mener à des clarifications conceptuelles pour les fondements de la physique. Un progrès conceptuel de ce type pourrait bien se trouver être une étape cruciale sur la route menant vers la formulation d'une théorie de la gravité quantique complète. Deuxièmement, la gravité quantique est un sol fertile pour tout métaphysicien puisqu'elle aura inévitablement des implications concernant les questions philosophiques, et en particulier les questions métaphysiques de la nature de l'espace et du temps.

Remerciements

Je veux remercier ici Soazig Le Bihan pour son invitation à contribuer à ce volume, pour la traduction de cet article ainsi que pour sa grande patience. Ce projet a été subventionné en partie par une Collaborative Research Fellowship offerte par le American Council of Learned Societies, en partie par une UC President's Fellowship in the Humanities offerte par l'University of California, et en partie par une Arts and Humanities Award offerte par l'University of California, San Diego.

Bibliographie

- [1] Barbour, Julian (2008), « The nature of time », disponible sur www.fqxi.org/community/forum/topic/360.
- [2] Butterfield, Jeremy et Chris Isham (1999), « On the emergence of time in quantum gravity », in J. Butterfield (dir.), *The Arguments of Time* (Oxford University Press), 111-168.
- [3] Butterfield, Jeremy et Chris Isham (2001), « Spacetime and the philosophical challenge of quantum gravity », in Callender et Huggett, 33-89.
- [4] Callender, Craig (2010), « Is time an illusion ? », *Scientific American*, June : 58-65.
- [5] Callender, Craig et Nick Huggett (dir.) (2001), *Philosophy Meets Physics at the Planck Scale* (Cambridge University Press).

- [6] Dirac, Paul A M (1964), *Lectures on Quantum Mechanics* (Belfer Graduate School of Science Monograph Series, New York). Ré-imprimé par Dover Publications, Mineola, NY (2001).
- [7] Earman, John (2002), « Thoroughly modern McTaggart, or what McTaggart would have said if he had read the general theory of relativity », *Philosophers' Imprint* 2/3.
- [8] Huggett, Nick et Craig Callender (2001), « Why quantize gravity (or any other field for that matter) ? », *Philosophy of Science* 68 : S382-S394.
- [9] Isham, Chris (1994), « Prima facie questions in quantum gravity », in J. Ehlers et H. Friedrich (dir.), *Canonical Gravity : From Classical to Quantum* (Springer), 1-21.
- [10] Kiefer, Claus (2008), « Does time exist in quantum gravity ? », disponible sur www.fqxi.org/community/forum/topic/265.
- [11] Mattingly, James (2006), « Why Eppley and Hannah's thought experiment fails », *Physical Review D* 73 : 064025.
- [12] Maudlin, Tim (2002), « Thoroughly muddled McTaggart or how to abuse gauge freedom to create metaphysical monstrosities », *Philosophers' Imprint*, 2/4. Avec une réponse de John Earman.
- [13] Maudlin, Tim (2007), « Completeness, supervenience and ontology », *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical* 40 : 3151-3171.
- [14] Rovelli, Carlo (1996), « Relational quantum mechanics », *International Journal of Theoretical Physics* 35 : 1637-1678.
- [15] Rovelli, Carlo (2004), *Quantum Gravity* (Cambridge University Press).
- [16] Rovelli, Carlo (2008), « Forget time », disponible sur www.fqxi.org/community/forum/topic/237.
- [17] Smolin, Lee (2009), « Generic predictions of quantum theories of gravity », in D. Oriti (dir.), *Approaches to Quantum Gravity* (Cambridge University Press), 548-570.
- [18] Wald, Robert M (1984), *General Relativity* (University of Chicago Press).
- [19] Wheeler, John A (1990), *A Journey Into Gravity and Spacetime* (Scientific American Library).
- [20] Will, Clifford M (2006), « The confrontation between general relativity and experiment », *Living Rev. Relativity* 9/3. www.livingreviews.org/lrr-2006-3.
- [21] Wüthrich, Christian (2005), « To quantize or not to quantize : fact and folklore in quantum gravity », *Philosophy of Science* 72 : 777-788.
- [22] Wüthrich, Christian (2006), *Approaching the Planck Scale from a Generally Relativistic Point of View : A Philosophical Appraisal of Loop Quantum Gravity*, PhD dissertation, University of Pittsburgh.